

Quantitative Interpretation
von Farben und Spektren
Weißer Zwergsterne im
mittleren Temperaturbereich

von
Gero Rupprecht
aus Neumarkt

November 1983

Diss. Erlangen

1983 № 468



Quantitative Interpretation
von Farben und Spektren
Weißer Zwergsterne im
mittleren Temperaturbereich

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Gero Rupprecht
aus Neumarkt

November 1983

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 21.11.1983

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatte:

Professor Dr. I. Bues

Zweitberichterstatte:

Priv.-Doz. Dr. R. Wehrse

für meine Eltern



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Zusammenfassung

I.	Einleitung	1
II.	Suche nach Weißen Zwergen unter schwachen blauen Sternen	3
II.1.	Fotometrische Untersuchungen	3
II.1.1.	Beobachtungen	4
II.1.1.1.	Auswahl der Beobachtungsobjekte; Datenreduktion	4
II.1.1.2.	Ergebnisse der Beobachtungen; Klassifikation	6
II.1.2.	Bestimmung absoluter Helligkeiten aus den Farben	17
II.1.2.1.	Kühle Weiße Zwerge	17
II.1.2.2.	Heiße Weiße Zwerge	20
II.2.	Spektroskopische Untersuchungen	25
II.2.1.	Beobachtungen	25
II.3.	Besondere Objekte	34
II.3.1.	G 82-23	34
II.3.2.	GD 1662	35
II.3.3.	GD 1339	39
II.4.	Statistische Untersuchungen	41
III.	Synthetische Spektren intermediärer Weißer Zwergsterne mit Molekülabsorption	43
III.1.	Berechnung synthetischer Molekülspektren	44
III.1.1.	Exkurs: Optische Spektren zweiatomiger Moleküle	44
III.1.2.	Absorptionskoeffizienten	47
III.1.3.	Strahlungsströme	49
III.2.	Eingabedaten	51
III.2.1.	Modellatmosphären	51
III.2.2.	Moleküldaten	57
III.2.2.1.	Das C ₂ -Molekül	57
III.2.2.2.	Das CH-Molekül	60

III.3.	Synthetische Spektren	62
III.3.1.	Das C ₂ -Spektrum	62
III.3.2.	Das CH-Spektrum	69
III.4.	Vergleich mit einem beobachteten Spektrum	75
III.5.	Einfluß eines starken Magnetfeldes auf das Molekülspektrum	77
III.5.1.	Zeemaneffekt in zweiatomigen Molekülen	77
III.5.2.	Das C ₂ -Molekül; LP 790-29	80
III.5.3.	Das CH-Molekül; G 99-37	83
IV.	Diskussion	86
Literaturverzeichnis		88

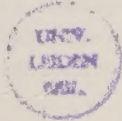
ZUSAMMENFASSUNG

Weiße Zwergsterne mit Oberflächentemperaturen zwischen 6000 K und 10000 K stellen eine entwicklungsmäßig wichtige Gruppe von Weißen Zwergen dar, für die eine Reihe von Fragen noch offen ist. So scheint ihre beobachtete Anzahl nicht in Einklang zu stehen mit der aus Entwicklungsrechnungen gewonnenen. Auch haben die beobachteten Spektren mit Molekülabsorption noch keine vollständige Klarheit über die chemische Zusammensetzung der Sternatmosphären erbracht.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden fotometrische Beobachtungen von 173 schwachen blauen Sternen geringer Eigenbewegung analysiert. 46 dieser Sterne werden aufgrund ihrer Farben als Weiße Zwerge identifiziert, zum Teil mittels neuartiger gemischter Zweifarbendiagramme aus verschiedenen Filtersystemen. Die räumliche Verteilung dieser Weißen Zwerge wird über mehrere Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen bestimmt.

Bei 21 Sternen kann die Klassifikation mittels Spektren (16 eigene, 5 aus der Literatur) überprüft werden; 14 erweisen sich auch spektroskopisch als Weiße Zwergsterne. Es ergeben sich neue Anzahlen Weißer Zwerge in Sonnenumgebung, die das behauptete Defizit bei kühlen Weißen Zwergen als nicht existent erscheinen lassen.

Der zweite Teil beschreibt die Berechnung synthetischer Spektren von Molekülbanden im intermediären Temperaturbereich. Es werden die Swan- und die Deslandres-d'Azambuja-Bande des C_2 -Moleküls und das G-Band des CH-Moleküls für verschiedene Häufigkeitsverhältnisse der Elemente H, He, C und O bei mehreren Temperaturen berechnet und verglichen. Die Anwendung der Ergebnisse auf den Stern LP 93-21 wird beschrieben.



Abschließend wird der Einfluß eines starken Magnetfeldes ($B > 500$ T) auf das Bandenspektrum der beiden Moleküle untersucht. Mittels eines Modells für die Termverschiebung durch den quadratischen Zeemaneffekt wird die Verschiebung der Swan-Bande bei mehreren Feldstärken berechnet und die Feldstärke bei LP 790-29 unter der Annahme bestimmt, daß es sich bei den im Spektrum beobachteten Einsenkungen um die magnetisch verschobene Swan-Bande handelt.

Die Anwendung des Magnetfeldmodells ermöglicht die Reproduktion des beobachteten spektralen Verlaufs der Zirkularpolarisation bei G 99-37.

I. EINLEITUNG

Weiße Zwergsterne stellen - neben den Neutronensternen - eines der beiden heute als gesichert geltenden Endstadien der Sternentwicklung dar. Sie verfügen über keine nukleare Energiequelle mehr, so daß ihre Temperaturverteilung von rund 70000 K bis etwa 4000 K im wesentlichen eine Abkühlsequenz darstellt. Die kühlpsten Weißen Zwerge sind etwa 9 Milliarden Jahre alt und enthalten damit - zumindest indirekt - Informationen über ein frühes Entwicklungsstadium der Milchstraße.

Anhand ihrer Spektren im sichtbaren Bereich lassen sich Weiße Zwerge deutlich in zwei Gruppen unterscheiden: Die erste, stärker besetzte Gruppe zeigt ausschließlich Linien des Wasserstoffs (DA-Sterne), die zweite Gruppe zeigt keinerlei Wasserstoff (non-DA-Sterne).

DA-Sterne sind einander bemerkenswert ähnlich, obwohl sie Temperaturen zwischen 70000 und 7000 K aufweisen und ein Leuchtkraftverhältnis von vier Zehnerpotenzen umspannen (Greenstein 1979b). Ihre Atmosphären bestehen aus praktisch reinem Wasserstoff (Liebert 1980), dem höchstens Spuren von Helium oder Metallen beigemischt sind.

Wesentlich weniger homogen ist dagegen die Gruppe der non-DA-Sterne, in der sich hauptsächlich DB, DC, DF, DG und DK-Sterne finden. Diese besitzen im allgemeinen Atmosphären aus fast reinem Helium mit geringen Beimischungen von schwereren Elementen (Kohlenstoff, zum Teil in Molekülform; Kalzium etc.).

Eine kleine Gruppe von Weißen Zwergsternen unterliegt nicht dieser Zweiteilung: Einige sehr heiße DO-Sterne zeigen gleichzeitig Helium und Wasserstoff im Spektrum, während eine Reihe von DC-Sternen mit kontinuierlichem Spektrum möglicherweise Wasserstoffatmosphären besitzt, aber zu kühl zum Anregen der Balmerlinienabsorption ist.

Die Spektren und Atmosphären der DA-Sterne sind theoretisch gut verstanden (Koester et al. 1979a; Wesemael et al. 1980), ebenso die der DB-Sterne (Bues 1970; Wesemael 1981).

Das Verständnis für die übrigen Typen ist dagegen noch nicht so weit entwickelt, obwohl in jüngster Zeit auch hier Fortschritte zu verzeichnen sind. So konnten Wegner und Yackovich (1982) und Wegner (1983) durch verbesserte Beobachtungen bei einer Reihe von DC-Sternen Linien- oder Bandenspektren nachweisen und sie so neu klassifizieren. UV- und optische Spektren lieferten ebenfalls neue Erkenntnisse über verschiedene Elementhäufigkeiten (einschließlich Kohlenstoff) in intermediären DC- und C₂-Sternen (Koester et al. 1982).

Großes Interesse wird auch den seit 1970 bekannten magnetischen Weißen Zwergen zuteil, die Magnetfelder bis zu einigen Tausend Tesla aufweisen (Angel 1977, 1978). Diese Felder werden aus Gründen der Erhaltung des magnetischen Flusses z.B. eines Ap-Sterns bei der Kontraktion zu einem Weißen Zwerg erwartet; durch sie lassen sich in manchen Fällen die beobachtete Polarisierung der Strahlung und das ungewöhnliche Spektrum erklären. Bei vielen Sternen, besonders auch im mittleren Temperaturbereich, fehlen dagegen noch quantitative Deutungen.

In dieser Arbeit soll deshalb versucht werden, einige wichtige Probleme der intermediären Weißen Zwergsterne einer Lösung näherzubringen. Im ersten Teil werden fotometrische und spektroskopische Beobachtungen beschrieben, die über ein behauptetes Defizit bei kühlen Weißen Zwergen zu entscheiden erlauben.

Der zweite Teil behandelt verschiedene Aspekte von Molekülspektren im mittleren Temperaturbereich. Es werden die Bedingungen für die Sichtbarkeit von C₂- und CH-Banden im Optischen untersucht sowie der Einfluß, den ein starkes Magnetfeld auf die Spektren dieser Moleküle ausübt.

II. SUCHE NACH WEISSEN ZWERGEN UNTER SCHWACHEN BLAUEN STERNEN

II.1. Fotometrische Untersuchungen

Seit langem ist die Leuchtkraftfunktion der Weißen Zwerge Gegenstand kontroverser Diskussionen. Während bei den heißen Sternen, d.h. am Beginn der Abkühlsequenz Theorie und Beobachtung zufriedenstellend übereinstimmen (Green 1980), ergibt sich eine deutliche Diskrepanz bei Sternen mit Effektivtemperaturen unter 8000 K. Nach Liebert et al. (1979) erwartet man nämlich in einem Volumen mit 10 Parsec Radius nördlich von $\delta = -20^\circ$ etwa 11 Sterne mit bolometrischen Helligkeiten zwischen 13^m und 15^m , bekannt sind bislang aber nur 8. Noch ausgeprägter ist das Defizit bei den extrem kühlen Objekten mit bolometrischen Helligkeiten zwischen 15^m und 17^m : Den erwarteten 40 stehen nur drei beobachtete gegenüber.

Mehrere Versuche, die "fehlenden" Weißen Zwerge zu finden, konzentrierten sich auf Sterne mit großen Eigenbewegungen (siehe z.B. Liebert 1979; Eggen 1979, 1980, 1983), jedoch ohne Erfolg. Aber bereits Liebert (1978) hatte darauf hingewiesen, daß auch eine beträchtliche Anzahl Weißer Zwerge mit geringer Tangentialgeschwindigkeit (unter 40 km/s) existieren sollte, deren Eigenbewegung mit weniger als einer Bogensekunde pro Jahr relativ gering wäre.

Die Untersuchung blauer Sterne unabhängig von ihrer Eigenbewegung erbrachte eine große Zahl allerdings meist heißer Weißer Zwerge: Greenstein (1969) beobachtete als blau klassifizierte Sterne aus den beiden ersten GD-Listen (Giclas et al. 1965, 1967) mittels Spektroskopie, Wegner (1980) untersuchte fotometrisch Sterne aus Chavira (1958) sowie Jaidee und Lyngå (1969), und Green (1980) nahm Sterne mit UV-Exzeß, die er mittels Zwei-Farben-Fotografie entdeckt hatte, als Ausgangsmaterial für Fotometrie.

Im ersten Teil dieser Arbeit soll deshalb vor allem untersucht werden, ob und gegebenenfalls wieviele weitere Weiße Zwerge es in Sonnennähe gibt, um über das vermutete Defizit bei kühlen Weißen Zwergen zu entscheiden.

II.1.1. Beobachtungen

Es wurde geplant, in einem begrenzten Gebiet des Südhimmels möglichst vollständig die als Weiße Zwerge infrage kommenden Sterne in den Farbsystemen UBV (Johnson), VRI (Cape) und uvby (Strömgren) zu beobachten und nach den Farben zu klassifizieren. Die Fotometrie soll somit effektiv die Sterne auswählen, über die dann mittels Spektroskopie weitere Informationen gewonnen werden sollen.

II.1.1.1. Auswahl der Beobachtungsobjekte; Datenreduktion

Da uns Sterne im mittleren Temperaturbereich zwischen 6000 K und 10000 K besonders interessieren, setzen wir die untere Grenzhelligkeit bei $M_{\text{bol}} = 15^{\text{m}}$, die obere bei etwa $M_{\text{bol}} = 11.5^{\text{m}}$ an. Weiße Zwerge in Sonnenumgebung fallen dann auch für ein nicht sehr großes Teleskop in den gut beobachtbaren Bereich zwischen $V \approx 12^{\text{m}}$ und $V \approx 15^{\text{m}}$.

Die Beobachtungsobjekte wurden aus den GD- und später auch G-Listen des Lowell-Observatoriums ausgewählt (Giclas et al. 1980, 1978). Bei diesen Listen handelt es sich um Eigenbewegungskataloge, wobei die GD-Nummern Sterne bezeichnen, die keine oder nur geringe Eigenbewegung $\mu \leq 0.20/\text{Jahr}$ aufweisen, sich aber durch deutlich blaue Farbe auszeichnen, während die G-Sterne merkliche Eigenbewegungen $\mu \geq 0.20/\text{Jahr}$ zeigen. Beide Listen enthalten neben der Eigenbewegung präzise Koordinaten, geschätzte Farben und fotografische Helligkeiten sowie sehr gute Aufsuchekarten.

Aus den GD-Listen stammen Sterne der Farbklassen -1 und 0, die G-Sterne haben meist die Farbe +1, eine wenige +2 (auf

einer Skala von -2 bis +4 für extrem blaue bzw. extrem rote Sterne).

Die Eigenbewegungen der Programmsterne wurden mit $\mu < 0.5$ pro Jahr (bei 10 Ausnahmen) bewußt klein gewählt, um im Gegensatz zu den meisten anderen Untersuchungen Weiße Zwerge mit geringer Raumgeschwindigkeit zu finden und die Subdwarfs (Unterzwerge) der Halopopulation mit großen Tangentialgeschwindigkeiten möglichst auszuschließen. Alle Sterne befinden sich in einem rund 6600 Quadratgrad großen Gebiet zwischen 0° und -35° Deklination in Abschnitten von jeweils 2^h bis 5^h Länge.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Auswahl der Standard- und Vergleichssterne gelegt, die einen möglichst großen Farb- und Temperaturbereich gut überdecken sollten. Dies ist für ein Beobachtungsprogramm unseres Typs notwendig, da die Farbklassifizierung der Kataloge einen Farbindex wie z.B. (B-V) nur mit einer Genauigkeit von einigen zehntel Größenklassen angeben kann.

Die Standardsterne für die UBV- und VRI- Messungen stammen hauptsächlich aus den E-Regionen (Vogt et al. 1981) sowie von Neckel und Chini (1980) nach Transformation in das Cape-System (Cousins 1973). Die Strömgren-Standardsterne wurden teils von Crawford und Barnes (1970), teils dem Katalog von Grønbech und Olsen (1976) entnommen. Zur Kontrolle und Verbesserung der Farbtransformation wurden auch einige bereits bekannte Weiße Zwerge in oder nahe bei unserem ausgewählten Himmelsgebiet mit den Strömgren-Farben von Graham (1972) als Standardsterne verwendet und fotometriert.

Die Reduktion der fotometrischen Daten erfolgte hauptsächlich mit den Routine-Prozeduren von ESO/La Silla. Diese beinhalten im wesentlichen die Bestimmung der täglichen Extinktions- und Farbtransformationskoeffizienten. Wo es sich als nötig erwies, wurden nachträglich Korrekturen durchgeführt, um z.B. einzelne offensichtlich fehlerhafte Zählraten zu berichtigen.

II.1.1.2. Ergebnisse der Beobachtungen; Klassifikation

Sämtliche fotometrischen Beobachtungen wurden in den Jahren 1980 - 1983 an der Europäischen Südsternwarte (ESO) auf La Silla, Chile durchgeführt. Eine Übersicht über die wichtigsten Daten der Beobachtungen gibt Tabelle 1.

Tabelle 1: Fotometrische Beobachtungen an der Europäischen Südsternwarte ESO auf La Silla, Chile

Datum	Teleskop	Farbsysteme	Beobachter	Bem
4.-19.11.1980	Bochum 61cm	UBV, uvby	Rupprecht	1
23.6.-9.7.1981	Bochum 61cm	UBV, uvby	Rupprecht	2
24.11.-1.12.1981	ESO 1m	UBVRI, uvby	Bues	
18.-25.8.1982	ESO 1m	UBVRI, uvby	Rupprecht	
6.-14.10.1982	ESO 1m	UBVRI, uvby	Bues	
13.-20.4.1983	ESO 1m	UBVRI, uvby	Bues	

Anmerkungen zu Tabelle 1:

- (1) Fotometer mit Gleichstromverstärker und Spannungs-Frequenzwandler
- (2) neues photonenzählendes Fotometer mit voller Computersteuerung von Fotometer und Teleskop; verbesserte interne Genauigkeit gegenüber (1)

Da für fast alle Sterne mehr als eine Messung vorliegt, kann der mittlere Fehler für die Helligkeiten und Farben abgeschätzt werden. Er beträgt für V, (B-V) und (U-B) je $0.^m03$, für y und (b-y) je $0.^m04$, für (u-b) $0.^m05$ und für m_1 $0.^m08$. Der Grund für diesen relativ großen Fehler im m_1 -Index liegt in der Tatsache, daß das v-Filter des Bochumer Strömgren-Filtersatzes eine 2 nm geringere Halbwertsbreite als das Standardfilter von Crawford und Barnes (1970) auf-

weist und außerdem seine maximale Durchlässigkeit um 4 nm langwelliger liegt als der Sollwert. Für die (R-I)-Werte liegt meist nur eine Messung vor; deshalb schätzen wir den Fehler in diesem Farbindex aus den Abweichungen der Standardsterne und aus der statistischen Streuung der Zählraten auf maximal 0.^m05.

Insgesamt konnten Farbmessungen von 173 Sternen gewonnen werden, meist im UBV- und uvby-System. Für 21 Sterne liegen VRI-Messungen vor.

Zunächst stellen wir die gesamten Beobachtungen in Form der Zweifarbendiagramme (U-B)/(B-V) in Abbildung 1 und (u-b)/(b-y) in Abbildung 2 zusammen. In diesen Diagrammen sind die von uns erstmals klassifizierten Sterne, von uns neu vermessene, aber bereits bekannte Weiße Zwerge sowie einige von anderen Autoren beobachtete Weiße Zwerge dargestellt. Für diese stammen die UBV-Daten aus der Zusammenstellung von McCook und Sion (1977), die Strömgren-Daten von Graham (1972), Bessell und Wickramasinghe (1978) und Wegner (1979). Eingezeichnet sind auch die Hauptreihe, der Schwarze Körper und die Sequenz der wasserstoffreichen Weißen Zwerge.

Mit diesen beiden Diagrammen kann man eine teilweise erste Klassifikation der beobachteten Sterne vornehmen. So lassen sich bereits Hauptreihensterne mit Spektraltypen später als etwa B3 identifizieren. Auch ein Erkennen von Weißen Zwergen der Typen DA, DB und DC mit nicht allzu hohen Oberflächentemperaturen ist möglich. Bei etwa 20000 K kreuzen sich jedoch in beiden Diagrammen die Hauptreihe und die DA-Sequenz, und bei noch etwas höherer Temperatur trifft die Hauptreihe dann auf den Schwarzen Körper. Offenbar ist hier keine Zuordnung Weißer Zwerg - Hauptreihe mehr möglich.

Dieses Problem läßt sich jedoch lösen, indem wir zu einem neuartigen Zweifarbendiagramm übergehen, bei dem die beiden Farbindices aus verschiedenen Filtersystemen stammen.

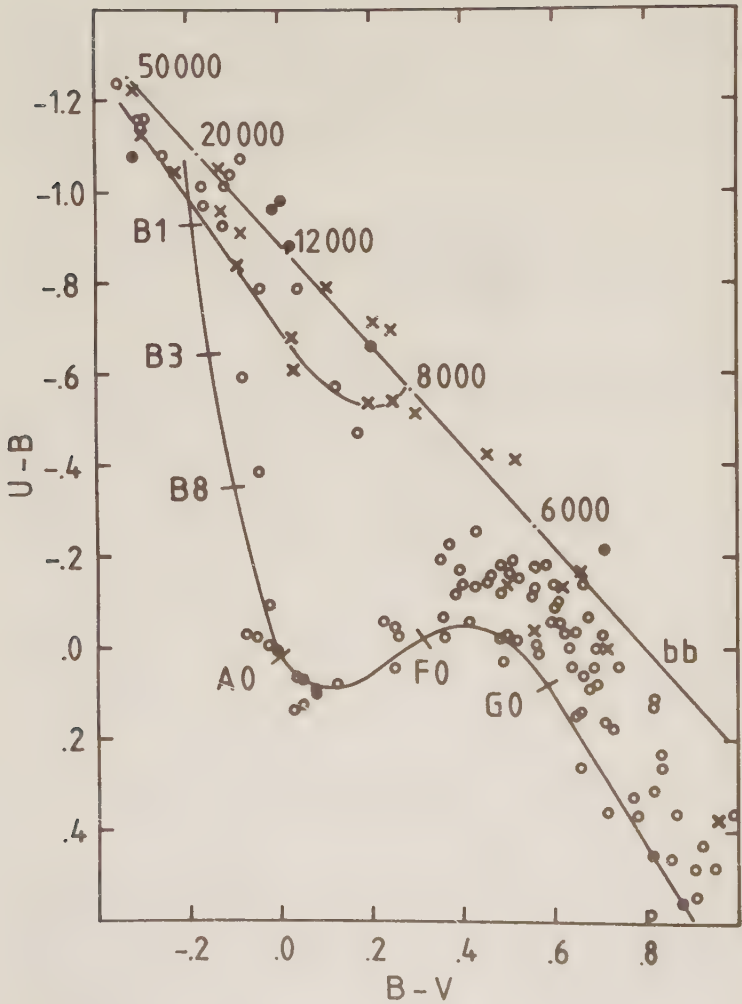


Abb. 1: Zweifarbendiagramm $(U-B)/(B-V)$ aller beobachteten Sterne. (o) neu klassifizierte Sterne; (•) neu vermessene bekannte Weiße Zwergsterne; (x) bekannte Weiße Zwerge.

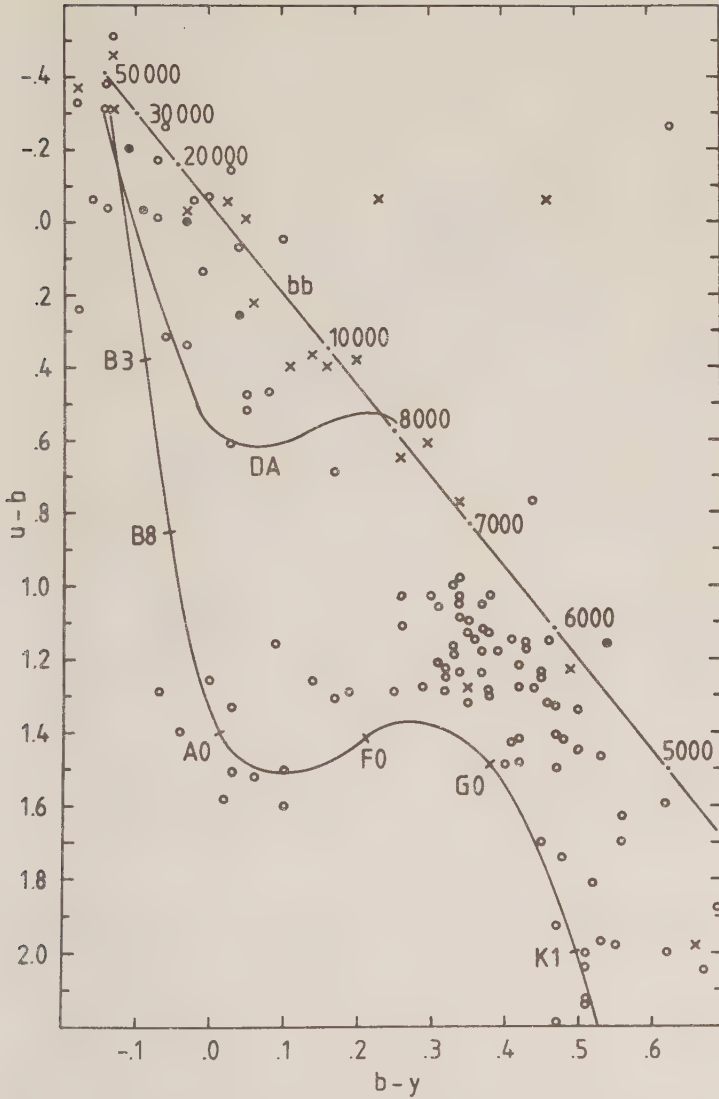


Abb. 2: Zweifarbendiagramm $(u-b)/(b-y)$ aller beobachteten Sterne. Symbole wie in Abb. 1.

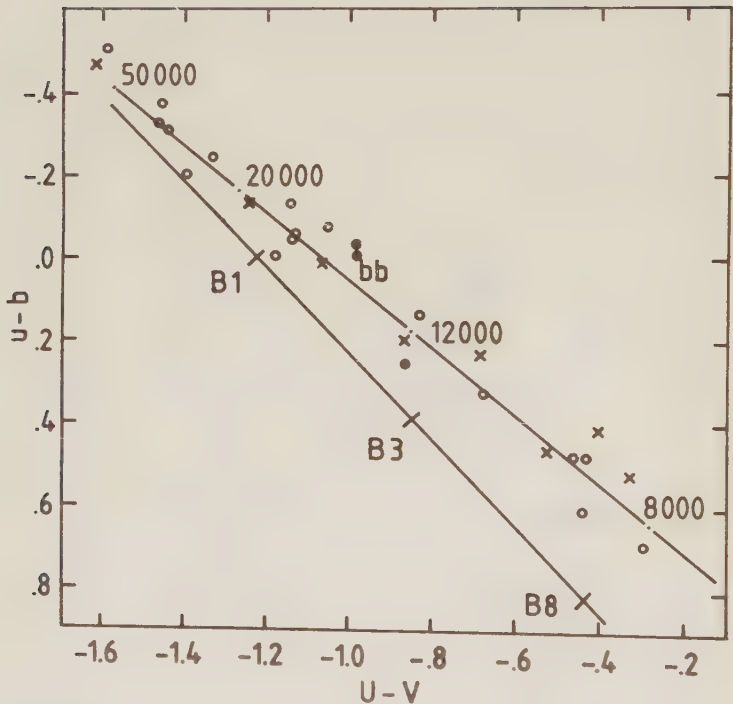


Abbildung 3: Gemischtes Zweifarbendiagramm Strömgren ($u-b$)/Johnson ($U-V$) für heiße Sterne. Symbole wie in Abb. 1.

Zur Klassifikation der heißen Sterne hat sich das $(u-b)/(U-V)$ -Diagramm als am besten geeignet erwiesen. Wie Abbildung 3 zeigt, häufen sich die bereits bekannten Weißen Zwerge unabhängig von ihrem Spektraltyp um die Linie des Schwarzen Körpers. Da die Hauptreihe in dieser Darstellung fast parallel zum Schwarzen Körper verläuft, ein Überkreuzen also erst bei extrem hoher Temperatur auftritt, können wir Hauptreihensterne und Weiße Zwerge auf diese Weise gut trennen.

Ein ähnliches Problem ergibt sich bei den Sternen, die kühler als etwa 8000 K sind. Im gewöhnlichen Zweifarben-diagramm (Abb. 1 und 2) bevölkern kühle Weiße Zwerge und kühle Subdwarfs das gleiche Gebiet zwischen Hauptreihe und Schwarzen Körper. Auch jetzt können wir mittels eines neuen Zweifarbendiagramms eine Trennung erzielen. Zeichnet man nämlich die von Eggen (1970) in VRI vermessenen und in das Cape-System (Cousins 1973) transformierten Weißen Zwerge in ein $(R-I)/(u-b)$ - oder $(R-I)/(U-V)$ -Diagramm ein (Abbildungen 4 und 5), so gruppieren sie sich wieder um die Linie des Schwarzen Körpers, ausgenommen einzelne Sterne wie van Maanen 2, die wegen der Eigenheiten ihrer Spektren näher bei der Hauptreihe zu finden sind. Eine Reihe unserer Programmsterne nimmt in diesen beiden Diagrammen Positionen nahe dem Schwarzen Körper ein, die auf Weiße Zwerge schließen lassen, und wir klassifizieren sie dementsprechend als kühle Weiße Zwerge.

Von einer großen Zahl kühler Sterne, die wir aufgrund von Abbildung 1 oder 2 nicht als Hauptreihensterne klassifizieren konnten, besitzen wir bisher noch keine VRI-Messungen. Die meisten dieser Sterne sind wahrscheinlich kühle Subdwarfs. Einige von ihnen befinden sich jedoch so nahe am Schwarzen Körper und zeigen UVB- oder Strömgren-Farben, die denen bekannter Weißer Zwerge so sehr ähnlich sind, daß wir sie ebenfalls als Weiße Zwerge klassifizieren. Sollte es sich aber bei diesen Objekten dennoch um Subdwarfs handeln, so müßten sie wegen ihrer geringen Eigenbewegung extrem metallarme Vertreter dieser Gruppe mit außergewöhnlich niedrigen Raumgeschwindigkeiten sein.

Die lichtelektrischen Messungen aller von uns aufgrund der Fotometrie als Weiße Zwerge klassifizierten Sterne sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Dort finden sich auch die neuen Messungen einiger bekannter Weißer Zwerge, die wegen ihrer Positionen und Helligkeiten unsere Auswahlkriterien (II.1.1.1.) erfüllen.

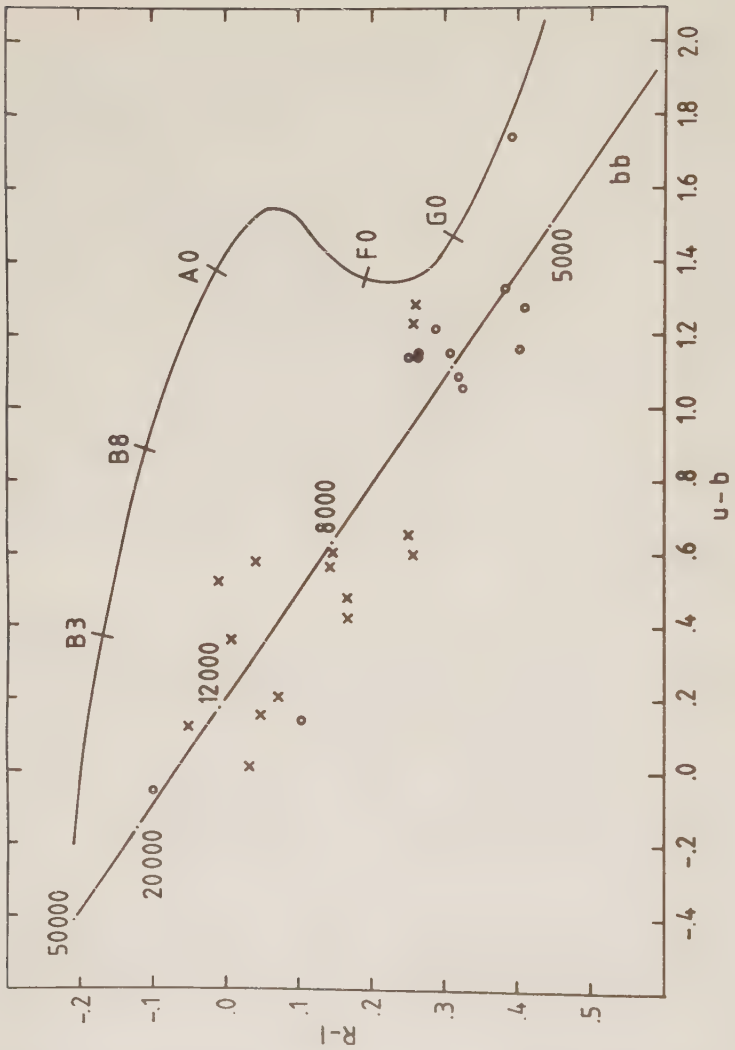


Abb. 4: Gemischtes Zweifarbendiagramm Cape (R-I)/ Ström-
gren (u-b). Symbole wie in Abb. 1

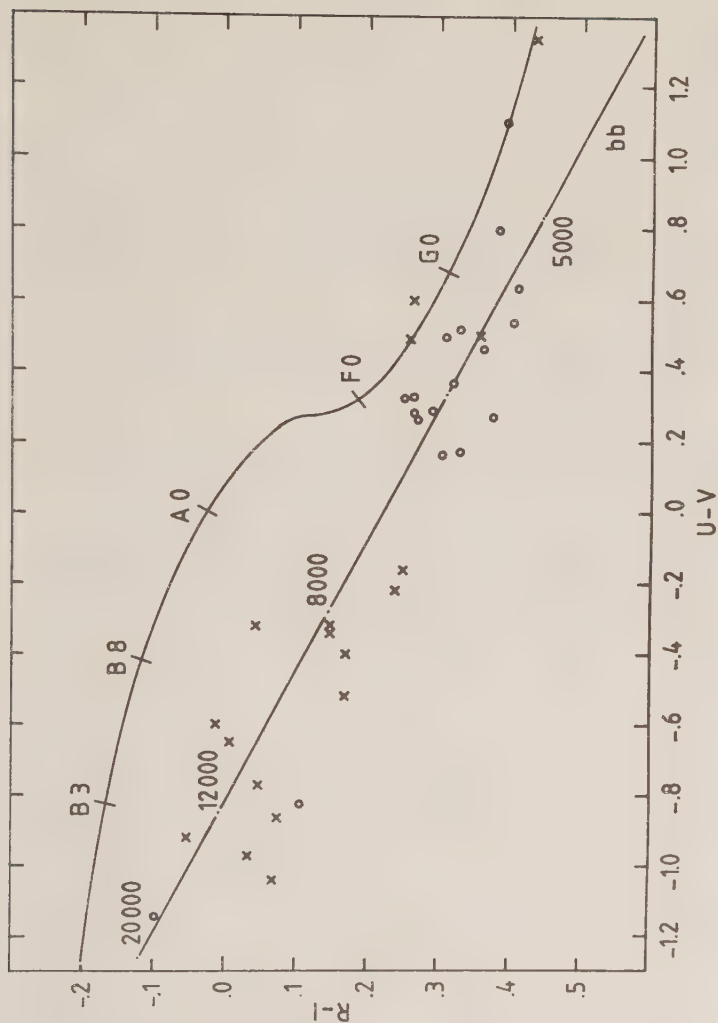


Abb. 5: Gemischtes Zweifarbendiagramm Cape (R-I)/Johnson (U-V). Symbole wie in Abb. 1.

Tabelle 2: Aus fotometrischen Beobachtungen klassifizierte Weiße Zwergsterne

Stern	V	B-V	U-B	R-I	y	b-y	m ₁	u-b	Typ	Sp	Bem
GD 1289	12.64	-0.12	-1.02	-0.10	12.68	-0.02	0.04	-0.06	hHe	+	
GD 657	13.14	0.43	-0.26	0.33	13.22	0.31	0.15	1.06	k		
GD 743	11.22	-0.10	-1.04	-	11.19	0.03	0.07	-0.14	hHe	+	1
GD 801	13.80	0.60	-0.06	0.40	13.82	0.43	0.07	1.16	k		
GD 806	-	-	-	-	14.09	0.34	0.01	0.98	k	+	
GD 1339	-	-	-	-	14.65	0.63	-0.74	-0.26	k	+	2
GD 956	14.71	0.36	-0.19	0.30	-	-	-	-	k		
GD 1347	14.23	0.49	-0.12	0.32	14.19	0.34	0.09	1.09	k		
GD 984	-	-	-	-	14.05	-0.18	0.20	0.24	hH		
GD 1401	-	-	-	-	14.46	0.04	0.09	0.07	hHe	+	
GD 1404	12.38	-0.12	-0.93	-	12.37	0.00	0.06	-0.07	hHe		3
GD 1039	13.54	0.39	-0.12	0.38	-	-	-	-	k		
GD 1053	12.35	-0.25	-1.08	-	12.35	-0.07	0.06	-0.17	hHe	+	
GD 1068	11.98	-0.17	-1.01	-	11.98	-0.07	0.08	-0.01	hHe	+	
GD 1072	14.74	-0.04	-0.79	0.11	14.73	-0.01	0.12	0.14	hHe	+	
GD 1439	-	-	-	-	15.24	0.44	-0.10	0.77	k	+	
GD 1442	-	-	-	-	15.84	-0.03	0.31	0.34	hH	+	
G 82-23	14.70	0.71	-0.22	0.31	14.75	0.54	-0.04	1.16	k	+	2
G 82-42	12.41	0.64	0.00	0.41	12.74	0.42	0.14	1.28	k		
G 82-44	13.40	0.60	-0.14	0.36	-	-	-	-	k		4
G 84-26	15.19	0.20	-0.66	-	15.20	0.08	0.28	0.47	hHe		5
G 84-44	-	-	-	-	11.59	0.34	0.04	1.04	k		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

Stern	V	B-V	U-B	R-I	y	b-y	m ₁	u-b	Typ	Sp	Bem
G 112-26	13.29	0.71	-0.03	-	13.30	0.47	0.10	1.33	k		5
G 14-49	12.80	0.53	-0.15	-	12.75	0.46	0.05	1.15	k		
G 124-38	13.02	0.61	-0.06	-	13.00	0.44	0.16	1.28	k		
G 152-67	12.32	0.65	-0.03	-	12.35	0.50	0.01	1.34	k		6
GD 216	-	-	-	-	14.36	0.05	0.29	0.52	kH		
GD 221	-	-	-	-	14.50	0.10	0.05	0.05	hHe		
G 92-49	12.28	0.99	0.36	-	12.29	0.69	0.09	1.88	k		
GD 233	14.41	0.01	-0.99	-	14.61	-0.09	0.09	-0.03	hHe		7
G 26-31	14.73	-0.01	-0.97	-	14.80	-0.03	0.09	0.00	hHe		8
G 26-41	13.19	0.82	0.13	-	13.12	0.62	-0.05	1.60	k		
GD 1532	14.63	-0.35	-1.24	-	14.68	-0.13	-0.01	-0.51	hHe	+	
GD 1107	14.09	-0.29	-1.16	-	14.17	-0.14	0.08	-0.38	hH		
G 273-13	14.09	0.03	-0.89	-	14.09	0.04	0.09	0.26	hHe	+	9
GD 1295	14.11	-0.08	-0.60	-	14.16	-0.06	0.10	0.32	hH		
GD 1651	14.00	-0.30	-1.16	-	14.07	-0.18	0.12	-0.33	hH		
GD 1126	-	-	-	-	14.14	0.33	0.07	1.19	k	+	
GD 1662	14.74	-0.08	-1.08	-	-	-	-	-	hHe		2
GD 1669	13.88	-0.32	-1.08	-	13.83	-0.11	0.15	-0.20	hH		10
GD 1675	14.18	-0.16	-0.97	-	14.28	-0.14	0.11	-0.04	hH		
GD 1192	13.34	0.13	-0.57	-	13.35	0.03	-	0.61	kH		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

Stern	V	B-V	U-B	R-I	y	b-y	m ₁	u-b	Typ	Sp	Bem
GD 1212	13.26	0.18	-0.47	-	13.20	0.17	0.11	0.69	kH	+	
GD 1618	12.12	-0.30	-1.14	-	12.12	-0.14	0.07	-0.31	hH		
GD 1273	-	-	-	-	15.29	-0.06	-0.02	-0.26	hHe		
GD 1284	-	-	-	-	14.25	-0.16	0.13	-0.06	hH	+	

Erläuterungen: Typ: k=kühl, h=heiß, H=wasserstoffreich, He=heliumreich

Sp: Spektrum vorhanden, siehe II.2.

Anmerkungen: 1 GD 743=-11°162=PHL 6783, Strömgen-Fotometrie bei Kilkenny et al (1977), sdB/DB

2 Siehe II.3.

3 GD 1404=PHL 3802=SB 774=TPS 336, sdB Kilkenny und Hill (1975), Greenstein (1976)

4 G 82-44=LTT 2066, UBV-Fotometrie bei Eggen (1969a)

5 UBV-Fotometrie bei Eggen (1969a)

6 G 152-67=LTT 6362, UBV-Fotometrie bei Eggen (1969b)

7 GD 233=LTT 8579=EG 146, DB

8 G 26-31=LTT 8702=EG 149, DB

9 G 273-13=LTT 9491=EG 264, DBwk

10 GD 1669=PHL 555=TC 102=Gr 505, DAwk

Weitere Identifikationen in den GD- bzw. G-Listen (Giclas et al. 1980, 1978)

II.1.2. Bestimmung absoluter Helligkeiten aus den Farben

Im folgenden soll die räumliche Verteilung der hier klassifizierten Weißen Zwerge bestimmt werden, was zunächst eine Kenntnis ihrer Leuchtkräfte voraussetzt. Wir gewinnen diese aus Farbe-Leuchtkraftbeziehungen, die wir für die unterschiedlichen vorkommenden Sterntypen (siehe Tabelle 2) getrennt ansetzen. Die erste Unterteilung betrifft kühle und heiße Sterne mit einer Grenze bei $(B-V)=0$ oder den entsprechenden Werten der übrigen Farbindizes. Weiter müssen wasserstoff- und heliumreiche Sterne unterschieden werden. Um Aufschluß über die Genauigkeit des Verfahrens zu erhalten, werden für jeden Typ (kühl, heiß, wasserstoffreich, heliumreich) vier Leuchtkraftbestimmungen aus unterschiedlichen Farbindizes vorgenommen.

II.1.2.1. Kühle Weiße Zwerge

Greenstein (1976) hat mit seinen Multichannelfarben und den damals verfügbaren Parallaxen Weißer Zwerge mehrere Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen aufgestellt. Wir verwenden seine Gleichung für $M_V(B-V)_{MC}$, da sich unser konventioneller Farbindex $(B-V)$ mittels

$$(B-V)_{MC} = X = [(B-V) - 0.14] / 0.94$$

gut in $(B-V)_{MC}$ umrechnen läßt. Da die Beziehung

$$M_V = 12.643 + 5.1894 \cdot X - 3.9600 \cdot X^2 + 1.4742 \cdot X^3 \quad (II,1)$$

mit Sternen aller Spektraltypen aufgestellt wurde, ist sie ohne diesbezügliche Einschränkung gültig. Ebenfalls auf Sterne aller Spektraltypen gründet sich die Beziehung

$$M_V = 7.56(b-y) + 11.50 \quad (II,2)$$

von Green (1980). Sie ist das Ergebnis einer linearen Re-

gression mit den Strömgren-Daten von Graham (1972). Sie führt aber wegen ihrer Linearität bei Sternen mit $(b-y) > 0.4$ auf unrealistisch niedrige Leuchtkräfte, auch im Vergleich mit (II,1), (II,3) und (II,4). Da es bisher zu wenige sehr kühle Sterne mit Strömgren-Fotometrie und guten trigonometrischen Parallaxen gibt, mit denen man das kühle Ende der Sequenz der Weißen Zwerge festlegen könnte, verzichten wir darauf, für unsere kühlestern Sterne aus (II,2) absolute Helligkeiten abzuleiten.

Die folgenden beiden Beziehungen wurden ebenfalls als lineare Regressionen abgeleitet. Die Quellen für die Parallaxen waren dabei die Zusammenstellungen von Greenstein (1976), Harrington und Dahn (1980) sowie Dahn et al. (1982).

$$M_v = 0.94(u-b) + 13.19 \quad (\text{II},3)$$

Diese Beziehung beruht auf den Sternen EG 5, 40, 51, 54, 180, 250, Gr 494, 554. Da es sich hierbei um eine Temperatursequenz von Objekten mit heliumreichen Atmosphären zwischen 5000 K und 9000 K handelt, ist (II,3) nur für Sterne dieser Atmosphärenzusammensetzung gültig. Der von $(u-b)$ erfaßte Bereich beschränkt ferner die Anwendbarkeit auf Sterne mit $(u-b) > 0.5$.

$$M_v = 4.32(R-I) + 13.03 \quad (\text{II},4)$$

Für diese Beziehung wurden EG 5, 24, 54, 100, 290 verwendet, ebenfalls Sterne mit Heliumatmosphären. Es gilt also die gleiche Einschränkung wie für (II,3); zusätzlich muß $(R-I)$ positiv sein.

Das Ergebnis der Leuchtkraftbestimmung der kühlen Weißen Zwerge aus (II,1) - (II,4) unter Berücksichtigung der jeweiligen Einschränkungen ist in Tabelle 3 zusammengefaßt. Die Übereinstimmung der aus verschiedenen Farbindices gewonnenen absoluten Helligkeiten ist meist besser als $0^m.5$. Kombiniert man diesen Fehler mit der Streuung der verwen-

Tabelle 3: Leuchtkräfte und Entfernungen der kühlen fotometrisch klassifizierten Weißen Zwerge

Stern	$M_V(B-V)$	$M_V(b-y)$	$M_V(u-b)$	$M_V(R-I)$	$\langle M_V \rangle$	d/pc
GD 657	13.9	-	-	14.5	14.2 $\pm$ 0.5	6
GD 801	14.4	-	14.3	14.8	14.5 0.5	7
GD 806	-	14.1	14.1	-	14.1 0.5	10
GD 956	13.7	-	-	14.3	14.0 0.5	14
GD 1347	14.1	14.1	14.2	14.4	14.2 0.5	10
GD 1039	13.8	-	-	14.7	14.3 0.8	7
GD 1439	-	14.8	13.9	-	14.4 0.8	15
G 82-23	14.7	-	14.3	14.4	14.5 0.5	11
G 82-42	14.5	-	14.4	14.8	14.6 0.5	4
G 82-44	14.4	-	-	14.6	14.5 0.5	6
G 84-44	-	14.1	14.2	-	14.2 0.5	3
G 112-26	14.7	-	14.4	-	14.6 0.5	6
G 14-49	14.2	-	14.3	-	14.3 0.5	5
G 124-38	14.4	-	14.4	-	14.4 0.5	5
G 152-67	14.5	-	14.4	-	14.5 0.5	4
GD 216	-	11.9	-	-	11.9 0.5	31
G 92-49	15.2	-	15.0	-	15.1 0.5	3
G 26-41	14.9	-	14.7	-	14.8 0.5	5
GD 1126	-	14.0	14.3	-	14.2 0.5	10
GD 1192	12.6	11.7	-	-	12.2 0.8	17
GD 1212	12.9	12.8	-	-	12.9 0.5	12

deten Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen (etwa 0.2^m), so erhält man die angegebenen Ungenauigkeiten in M_V . Aus den so ermittelten M_V -Werten und den gemessenen V- oder y-Werten aus Tabelle 2 errechnet sich dann die Entfernung d des Sterns nach der Gleichung

$$(m-M) = 5 \cdot \log d - 5 \quad (\text{II},5)$$

Dabei nehmen wir an, daß aufgrund der erwarteten geringen Entfernung der Sterne die interstellare Absorption vernachlässigt werden kann. Das Ergebnis zeigt, daß diese Annahme gerechtfertigt ist: Von den kühlen Weißen Zwergen stehen 4 näher als 5 pc bei der Sonne, 8 befinden sich zwischen 5 und 10 pc, 9 sind weiter entfernt als 10 pc. Für das Objekt GD 1339 wurde keine Entfernung bestimmt; siehe II.3.

II.1.2.2. Heiße Weiße Zwerge

Bei den heißen Weißen Zwergen stehen wir vor dem Problem, daß es wegen ihrer meist großen Entfernungen kaum gute trigonometrische Parallaxen gibt. Wir können deshalb nicht wie bei den kühlen Weißen Zwergen empirische Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen von vergleichbarer Genauigkeit aufstellen. Wesemael et al. (1980) haben jedoch einen umfangreichen Satz heißer Atmosphärenmodelle mit reiner Wasserstoffzusammensetzung berechnet und für jedes Modell bolometrische Korrekturen, UV- und Strömgrenfarben unter Berücksichtigung von line-blanketing angegeben. Wir haben deshalb für die Modelle von 20000 K, 30000 K und 50000 K mit $\log g=8.0$ und line-blanketing absolute visuelle Helligkeiten abgeleitet und damit folgende Polynome definiert:

$$M_V = 10.98 + 1.87 \cdot (B-V) - 11.29 \cdot (B-V)^2 \quad (\text{II},6)$$

$$M_V = 8.84 - 47.43 \cdot (b-y) - 292.89 \cdot (b-y)^2 \quad (\text{II},7)$$

$$M_V = 8.97 - 4.45 \cdot (U-V) - 2.73 \cdot (U-V)^2 \quad (\text{II},8)$$

$$M_V = 10.58 (+0.30) + 1.56 \cdot (u-y) - 2.20 \cdot (u-y)^2 \quad (\text{II},9)$$

Tabelle 4: Leuchtkräfte und Entfernungen der heißen wasserstoffreichen Weißen Zwerge

Stern	$M_V(B-V)$	$M_V(U-V)$	$M_V(u-y)$	$\langle M_V \rangle$	d/pc
GD 984	-	-	11.0	11.0 ± 0.5	41
GD 1442	-	-	11.2	11.2 ± 0.5	85
GD 1107	9.5	9.7	9.5	9.6 ± 0.5	81
GD 1295	10.8	-	-	10.8 ± 0.5	46
GD 1651	9.4	9.6	9.5	9.5 ± 0.5	81
GD 1669	9.2	9.8	10.2	9.7 ± 0.8	68
GD 1675	10.4	10.5	10.5	10.5 ± 0.5	56
GD 1618	9.4	9.7	9.8	9.6 ± 0.5	32
GD 1284	-	-	10.4	10.4 ± 0.5	59

Selbstverständlich sind diese Beziehungen nur auf heiße wasserstoffreiche Weiße Zwerge, d.h. vom Typ DA anwendbar; aus dem verwendeten Temperaturbereich folgen ferner die Einschränkungen $(B-V) < 0^m.0$, $(b-y) < -0^m.08$, $(U-V) < -0^m.9$ und $(u-y) < 0^m.2$. Vergrößert man in (II,9) die additive Konstante um $0^m.30$, so verbessert sich die Übereinstimmung mit den wenigen beobachteten heißen DA-Sternen erheblich, deren M_V bekannt sind (Abbildung 6); in den folgenden Anwendungen ist deshalb mit der geänderten Konstanten gerechnet. Für diesen Vergleich der aus Modellrechnungen stammenden Kalibrationskurve mit den Beobachtungen wurden neben den von Graham (1972) gemessenen Strömgren-Farben auch $(u-y)$ -Werte verwendet, die nach der Formel

$$(u-y)_{\text{Str}} = 1.067 \cdot (u-g)_{\text{MC}} + 1.120 \cdot (g-v)_{\text{MC}} + 0.309 \quad (\text{II}, 10)$$

von Bessell und Wickramasinghe (1978) aus Greensteins (1976) Multichannel-Farben umgerechnet sind. Für die sehr heißen DA-Sterne EG 98 und EG 247 ist die Anpassung nicht besonders gut.

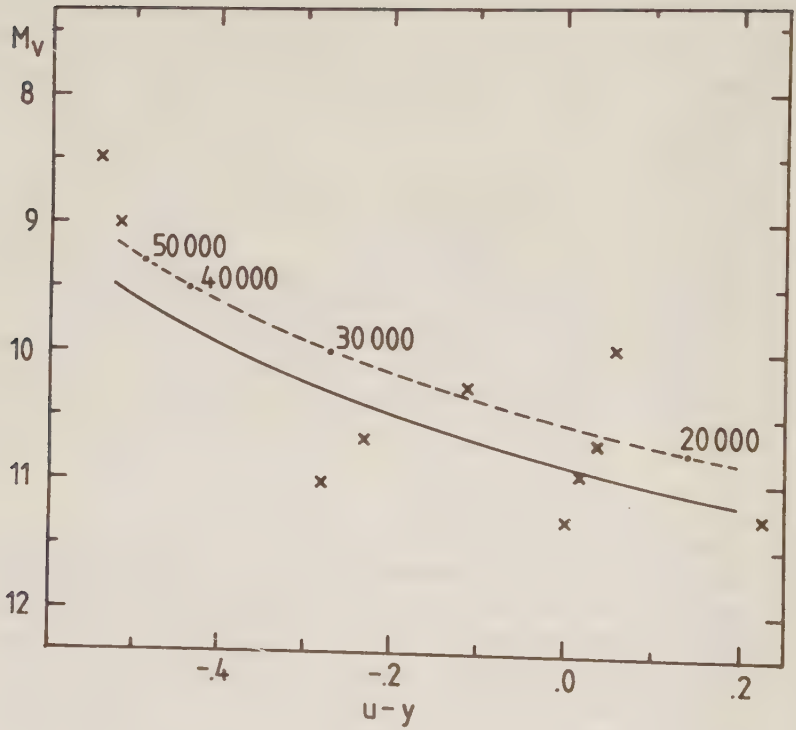


Abb. 6: Farbe-Leuchtkraftbeziehung für heiße wasserstoffreiche Weiße Zwergsterne (x). ($u-y$)-Werte zum Teil gemäß (II,10) aus Greenstein-MC-Farben umgerechnet. (---) Polynom (II,9) durch heiße blanketing-Modelle von Wesemael et al. (1980). (—) dasselbe mit geänderter additiver Konstante.

Die Gleichungen (II,6), (II,8) und (II,9) liefern für unsere nach den Farben als wasserstoffreich klassifizierten Sterne in der Regel absolute Helligkeiten, die bis auf wenige zehntel Größenklassen übereinstimmen. Gleichung (II,7) ließ sich jedoch nicht anwenden, da wegen ihrer großen Steigung ein Fehler von nur 0.01 in $(b-y)$ einen Fehler von rund 0.3 in M_v verursacht. (II,7) wurde deshalb nicht zur Bestimmung von M_v verwendet. Tabelle 4 zeigt die so berechneten absoluten Helligkeiten und die daraus abgeleiteten Entfernungen, ebenfalls ohne Berücksichtigung interstellarer Absorption.

Bei den heißen Weißen Zwergen mit heliumreichen Atmosphären stellt sich die Situation anders dar. Es gibt nur eine einzige trigonometrische Parallaxe für den DO-Stern HD 149 499 B (Ianna et al. 1982), dagegen überhaupt keine für sehr heiße DB-Sterne. Auch wurden für die heißen Heliumatmosphären von Wesemael (1981) keine bolometrischen Korrekturen veröffentlicht, da die zugrundeliegenden entsprechenden Modelle line-blanketing nicht vollständig berücksichtigen und die Atmosphären deshalb relativ ungenau sind. Lediglich für HZ 21 = EG 86 liegt aus der Analyse von Koester et al. (1979b) eine M_v -Bestimmung vor. Um nun für unsere den Farben nach heliumreichen Sterne ebenfalls Leuchtkräfte bestimmen zu können, legen wir wiederum unter der Annahme einer kontinuierlichen Temperatursequenz durch jeweils drei non-DA-Sterne die folgenden Polynome fest (in Klammern die verwendeten Sterne):

$$M_v = 12.11 + 6.05(B-V) - 3.14(B-V)^2; \quad (EG\ 86, 250, 100) \quad (II, 11)$$

$$M_v = 11.05 + 11.16(b-y) - 5.23(b-y)^2; \quad (EG\ 86, 145, 262) \quad (II, 12)$$

$$M_v = 14.02 + 1.61(U-V) - 0.64(U-V)^2; \quad (EG\ 145, 250, 100) \quad (II, 13)$$

$$M_v = 11.32 + 2.96(u-y) - 0.19(u-y)^2; \quad (EG\ 86, 145, 262) \quad (II, 14)$$

Tabelle 5: Leuchtkräfte und Entfernungen der heißen heliumreichen Weißen Zwerge

Stern	$M_V(B-V)$	$M_V(b-y)$	$M_V(U-V)$	$M_V(u-y)$	$\langle M_V \rangle$	d/pc
GD 1289	11.3	10.8	11.4	11.1	11.2±0.5	20
GD 743	11.5	11.4	11.4	11.0	11.3 0.5	10
GD 1401	-	11.5	-	11.6	11.6 0.5	37
GD 1404	11.3	11.1	11.6	11.1	11.3 0.5	16
GD 1053	10.4	10.2	10.7	10.6	10.5 0.5	23
GD 1068	11.0	10.2	11.2	11.1	10.9 0.8	16
GD 1072	11.9	10.9	12.2	11.7	11.7 0.8	40
G 84-26	13.2	11.9	13.1	12.9	12.8 0.8	30
GD 221	-	12.1	-	11.8	12.0 0.5	32
GD 233	12.2	10.0	11.8	11.0	11.3 1.0	44
G 26-31	12.0	10.7	11.8	11.2	11.4 0.8	47
GD 1532	9.6	9.5	9.8	9.3	9.6 0.5	102
G 273-13	12.3	11.5	12.2	12.2	12.1 0.5	25
GD 1662	11.6	-	11.3	-	11.5 0.5	44
GD 1273	-	10.4	-	10.4	10.4 0.5	95

Neben der Einschränkung auf heliumreiche Zusammensetzung muß noch $(b-y) < 0.2^m$ bzw $(u-y) < 0.8^m$ erfüllt sein. Da aber die Funktionen (II,11) - (II,14) weder durch Modellatmosphärenrechnungen noch durch trigonometrische Parallaxen im oberen Bereich vollständig und gut abgestützt sind, sollten alle M_V heller als etwa 11^m in Tabelle 5 mit Vorsicht betrachtet werden. Auch für die heliumreichen Weißen Zwerge wurden die Entfernungen nach Gleichung (II,5) ohne Berücksichtigung interstellarer Absorption bestimmt.

Fassen wir das Ergebnis für die heißen Weißen Zwerge beider Atmosphärentypen zusammen, so befinden sich 3 Sterne zwischen 10 und 20 pc, 13 zwischen 20 und 50 pc und 8 weiter als 50 pc von der Sonne entfernt.

II.2 Spektroskopische Untersuchungen

Von einer Reihe von Sternen, die aufgrund ihrer Farben als Weiße Zwergsterne identifiziert worden waren, sollten Spektren im sichtbaren Bereich aufgenommen werden, damit sowohl die Zuverlässigkeit der fotometrischen Klassifikation als auch die Zuordnung der verschiedenen Typen überprüft werden konnte.

II.2.1. Beobachtungen

Image tube Spektren von 16 Objekten wurden am 9. und 10. Oktober 1982 von Frau Prof. Dr. I. Bues mit dem Boller and Chivens Spektrographen am ESO 1.52m-Teleskop auf La Silla, Chile aufgenommen. Aufnahmematerial waren Kodak IIIa-J Platten, die Dispersion betrug für alle Spektren 17.1 nm/mm. Als Wellenlängennormal diente ein Helium-Argon-Bogen. Weitere Aufnahmedaten finden sich in Tabelle 6. Der auswertbare Bereich der Spektren erstreckt sich von etwa 340 bis 560 nm. Die Platten wurden mit dem PDS Mikrodensitometer bei ESO in Garching registriert und die Intensität geplottet.

Im folgenden geben wir eine Beschreibung der Spektren, wobei wir mit den Sternen beginnen, die deutlich die Balmerserie des Wasserstoffs zeigen.

GD 1289

Die Balmerlinien sind ziemlich spitz und bis zum Serienglied H_{10} vorhanden. Linien anderer Elemente, auch von Helium, sind nicht sicher nachzuweisen. Vergleicht man die Äquivalentbreiten W_{λ} sowie Linienbreiten $D(0.1)$ und $D(0.5)$ von H_{γ} und H_{δ} mit den entsprechenden Werten bei Greenstein und Sargent (1974), so sind sie bei GD 1289 für einen DA-Stern zu klein; er muß deshalb als sdB klassifiziert werden.

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen fotometrisch
identifizierter Weißer Zwerge am 9./10.10.1982
mit dem ESO 1.52m Teleskop (I. Bues)

Objekt	Platte	Bel.zeit	Objekt	Platte	Bel.zeit
GD 1289	3416A	3 m	GD 1072	3915A	18 m
	3416C	2 m		3915C	10 m
	3921F	5 m		3915E	14 m
	3922F	3 m		3917F	7 m
GD 743	3916E	2 m		3917G	5 m
GD 806	3923A	20 m		3923E	20 m
GD 1339	3913A	20 m	GD 1439	3923F	30 m
	3914A	20 m	GD 1442	3917E	25 m
	3914C	15 m		3918A	10 m
	3914E	15 m	G 82-23	3918C	15 m
	3916F	10 m		3918E	10 m
	3923C	20 m	GD 1532	3914F	10 m
GD 1401	3925G	15 m		3915G	5 m
GD 1053	3917A	3 m	G 273-13	3921C	10 m
	3924A	5 m	GD 1126	3921A	10 m
	3924C	3 m	GD 1212	3922A	10 m
	3925C	72 s		3922C	5 m
	3925E	144 s	GD 1284	3921E	10 m
GD 1068	3917C	3 m		3922E	10 m
	3924E	3 m			

Alle Spektren mit Boller and Chivens Spektrograph mit
image tube bei 17.1 nm/mm auf Kodak IIIaJ-Emulsion.

GD 1053

Die Balmerserie ist gut ausgeprägt und bis H_9 zu sehen. H_γ und H_δ haben Äquivalentbreiten von knapp 0.8 bzw 0.5 nm. He I und He II sind deutlich sichtbar, die He II-Linie bei 468.6 nm hat $W_\lambda \approx 0.2$ nm. Für einen D0 ist He I zu schwach und H_γ zu stark, für einen sd0 aber ebenfalls H zu stark. Nimmt man die reduzierte Eigenbewegung

$$H = m_V + 5 \cdot \log u \quad (\text{II}, 15)$$

zu Hilfe, so erhält man für $m_V = 12.35$ und $\mu = 0.13$ /Jahr ein $H = 7.9$. Nach den Kriterien von Greenstein (1980) sollte GD 1053 dann DAwk klassifiziert werden.

GD 1068

Die Balmerserie ist bis H_{10} zu sehen, dagegen weder He I noch He II. Die Äquivalentbreiten von H_γ und H_δ betragen 0.46 bzw 0.42 nm, was nach Greenstein und Sargent (1974) einen sdB ausschließt. Deshalb wird GD 1068 als DAwk klassifiziert.

GD 1442

Dieser Stern zeigt außer einer breit ausgeprägten Balmerserie (W_λ von 1.2 bzw 0.8 nm für H_γ und H_δ) noch die H- und K-Linien von Ca II. Die Klassifikation lautet DA, da das Kalzium entweder interstellär (Entfernung rund 80 pc) sein oder bei Spektroskopie mit Abzug des Himmelshintergrundes verschwinden dürfte (Liebert und Wehrse 1983).

GD 1212

Hier handelt es sich eindeutig um einen DA-Stern: Die Balmerserie, bis H_9 sichtbar, ist sehr breit (H_γ und H_δ haben $D(0.2)$ von 9.5 bzw 6.7 nm) und tief (Einsenkung bei H_γ und H_δ von rund 65 und 56%); die Äquivalentbreiten betragen etwa 4.0 und 2.5 nm (Abbildung 7).

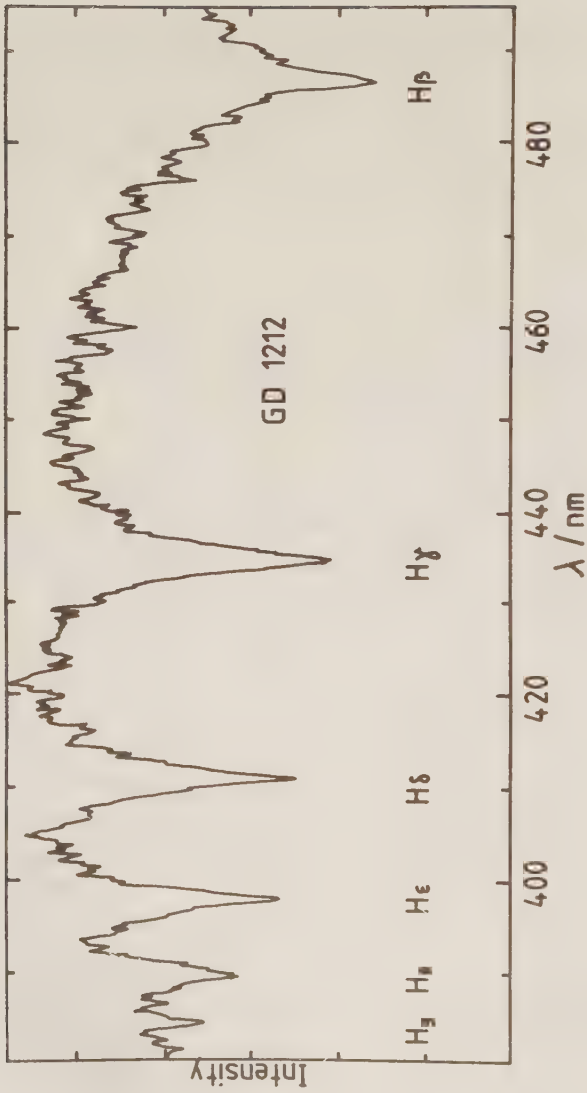


Abb. 7: Spektrum 3922A von GD 1212.

GD 1284

Auch dieser Stern hat ausschließlich breite Wasserstofflinien (bis H_{10}) im Spektrum mit $W_{\lambda} = 1.1$ und $W_{\lambda} = 0.75$ nm für H_{γ} und H_{δ} . Die Klassifikation gemäß Greenstein und Sargent (1974) und Greenstein (1960) lautet ebenfalls DA.

GD 743

Das Spektrum diese Sterns ist etwas überbelichtet und deshalb nur qualitativ auswertbar. Es zeigt schwache Balmerlinien bis H_8 sowie die He II-Linie bei 468.6 nm. Kilkenny et al. (1977) klassifizieren den Stern als sdB/DB, was auch unserer Einschätzung entspricht. Trotz seiner Helligkeit ($V=11.22$) streuen unsere Farbmessungen ziemlich stark um bis zu 0.3, auch ist seine Position in den Zweifarbandiagrammen (Abb. 1 und 2) nicht verträglich mit dem Spektrum. Dies deutet auf Doppelsternstruktur oder eine leichte Veränderlichkeit von GD 743.

GD 806

Dieser Stern ähnelt am ehesten dem kühlen DA-Stern Ross 627 (Liebert und Wehrse 1983), obwohl die Balmerserie etwas weiter zu sehen ist (bis H_{11}) und die Äquivalentbreiten von H_8 , H_{γ} und H_{δ} etwas geringer sind als bei R 627. Außer den Balmerlinien könnte das G-Band des CH-Moleküls schwach angedeutet sein sowie zwei unidentifizierte Einsenkungen bei 403 und 414 nm. GD 806 könnte deshalb statt eines kühlen DA eventuell auch ein extrem metallarmer Subdwarf sein. (Abbildung 8)

Die folgenden drei Sterne zeigen im Gegensatz zu den bisher beschriebenen keinerlei Wasserstoff im Spektrum.

GD 1532

Dieser Stern ist das heißeste aller unserer untersuchten Objekte. Dies zeigen seine Farben, der Kontinuumsverlauf und die sichtbaren Linien (Abbildung 9): Nur die He II-Linien bei 468.6, 454.2, 433.9 und 410.0 nm sind mit $W_{\lambda} \approx 0.3$ nm vorhanden. Bei einer Temperatur von etwa 50000 K könnte

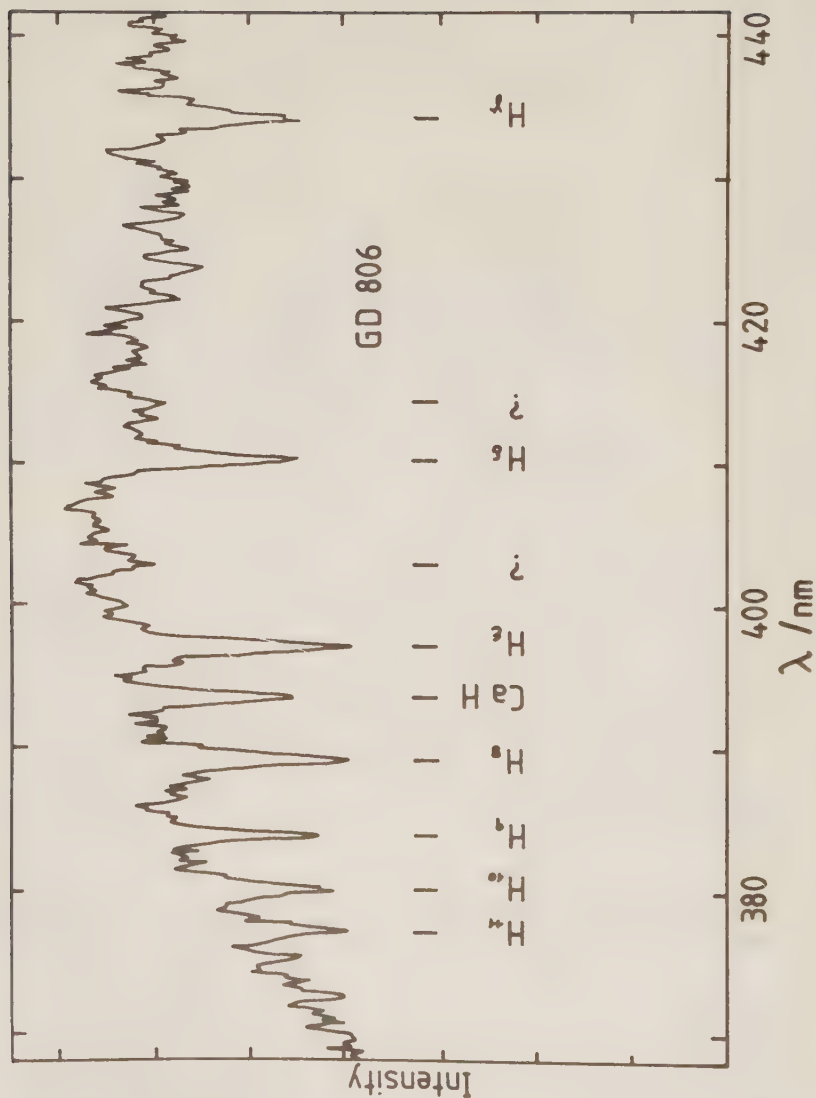


Abb. 8: Spektrum 3923A von GD 806.

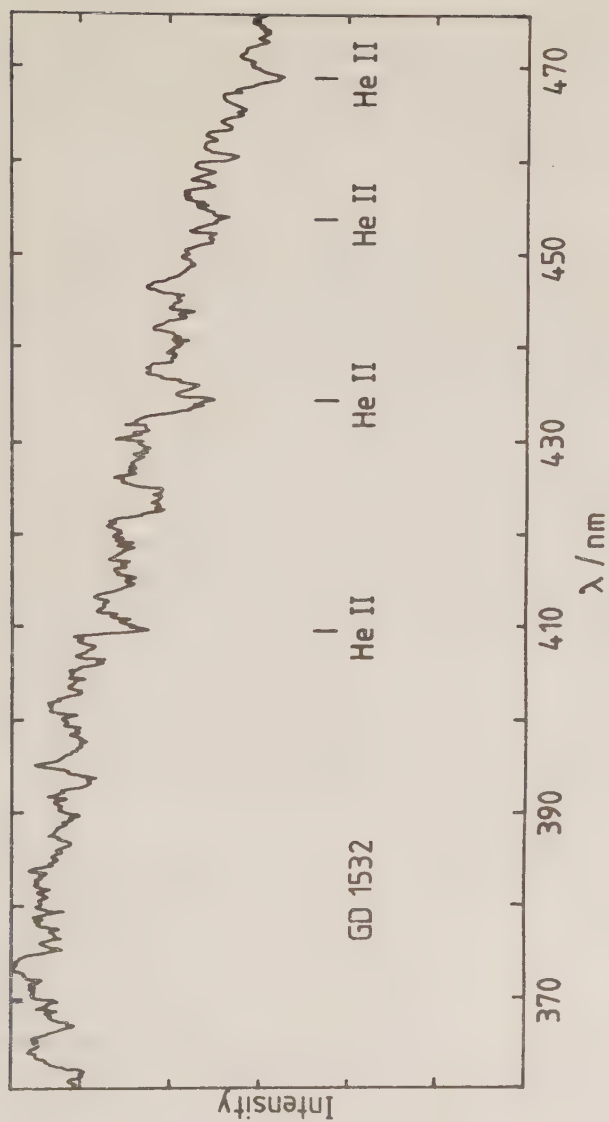


Abb. 9: Spektrum 3915G von GD 1532.

GD 1532 vom Typ DO sein oder sogar in die entwicklungs-
mäßig wichtige Gruppe der Bindeglieder zwischen heißen
Subdwarfs und heißen Weißen Zwergen gehören. Darauf deu-
tet auch seine reduzierte Eigenbewegung $H=8.1^m$ für ein an-
genommenes $\mu=0.05/\text{Jahr}$ (Greenstein 1980).

G 273-13

Dies ist der bekannte Weiße Zwerg EG 264. Wegner (1981
und 1983) entdeckte bei dem ursprünglich als DC bezeich-
neten Stern schwache He I-Linien, wodurch sich seine Klassi-
fikation auf DBwk änderte. Wir bestätigen diesen Typ; unser
Spektrum zeigt eindeutig die He I-Linie bei 389 nm.

GD 1072

Sämtliche sechs von diesem Stern vorliegenden Spektren zei-
gen einen recht glatten Verlauf; keine Einsenkung ist in
mehr als einem Spektrum nachzuweisen. In der GD-Liste ist
für GD 1072 eine jährliche Eigenbewegung von 0.16 angege-
ben. Aus diesem Grund kann der Stern nur ein Weißer Zwerg
vom Typ DC sein und kein BL-Lac-Objekt. Auch zeigt er auf
mehreren Platten des Archivs der Bamberger Remeis-Stern-
warte keine erkennbare Helligkeitsänderung. Von den gemes-
senen Farben her besitzt GD 1072 etwa die gleiche Tempe-
ratur wie G 273-13 = EG 264, für den Wegner (1983) eine
Effektivtemperatur von 12000 K angibt.

Die Spektren der folgenden drei Sterne zeigen Details, die
ihre Klassifikation als gewöhnliche Weiße Zwerge in Frage
stellen.

GD 1401

Das Spektrum zeigt die Balmerreihe bis zur Linie H_9 , teil-
weise mit Andeutungen von P Cygni-Profilen. Ferner sind
Ca II H und K sichtbar sowie etliche Metalllinien. Dies
deutet auf Massenverlust des Sterns, der den Farben nach
auch ein Doppelstern oder eventuell ein kataklysmischer
Veränderlicher sein kann. Mit dieser Interpretation ist
verträglich, daß eine Untersuchung von GD 1401 auf 83 Foto-

platten des Bamberger Archivs aus den Jahren 1963 - 1974 eine leichte Veränderlichkeit mit einer Amplitude von rund einer halben Größenklasse bei einer Zeitskala von einigen Tagen ergab.

GD 1439

Die Farbmessungen dieses Sterns (Tabelle 2) deuten auf einen Doppelstern hin mit einer heißen und einer kühlen Komponente. Im vorliegenden Spektrum würde demnach die zunächst sehr schwache und verwaschene, von H_6 bis H_{10} deutliche Balmerreihe vom kühlen Stern, etwa einem K V- Stern stammen, ebenso die Kalzium- und sonstigen Metalllinien. Der heißere Begleiter wäre dann verantwortlich für die beobachtete Verschiebung des Maximums der Energieverteilung zum Blauen, trüge aber keine weiteren Einzelheiten zum Spektrum bei. Es könnte sich deshalb bei diesem Begleiter um einen linienfreien Weißen Zwerg vom Typ DC handeln. Da GD 1439 mit $V=15.2^m$ zu unseren schwächsten Objekten gehört, ist er auf den Bamberger Platten nicht mehr sichtbar und folglich auch nicht auf Variabilität zu untersuchen.

GD 1126

Das Spektrum dieses Sterns zeigt deutlich Doppelsterncharakter. Die Profile der Balmerreihe sind doppelt mit jeweils der schwächeren Komponente auf der langwelligen Seite. Die Radialgeschwindigkeitsdifferenz der beiden Komponenten beträgt im Mittel rund 800 km/s. Außer den starken H- und K-Linien des Kalziums sind weitere Metalllinien vorhanden, aber nicht zu vermessen, da durch die Linienverdopplung sehr viele Überlagerungen auftreten. Diese Metalllinien sind nicht stark, so daß es sich bei GD 1126 um einen Doppel-Subdwarf handeln dürfte. Diese Interpretation ist auch mit den gemessenen Farben verträglich.

Die Objekte GD 1339 und G 82-23, für die ebenfalls Spektren vorliegen, werden in II.3. ausführlich diskutiert. Vorweggenommen sei, daß GD 1339 kein Weißer Zwerg ist, während G 82-23 wahrscheinlich ein Doppelstern ist, der einen Weißen Zwerg enthält.

Fassen wir nun das Ergebnis der Spektroskopie unserer fotometrisch klassifizierten Weißen Zwerge zusammen: Von 16 Objekten konnten eigene Spektren gewonnen werden, von 5 weiteren sind bereits spektroskopische Beobachtungen in der Literatur vorhanden. Von diesen 21 Sternen sind 14 Weiße Zwerge, solche in Doppelsternsystemen mitgerechnet.

II.3. Besondere Objekte

Bei der Beobachtung und der Literaturdurchsicht nach früheren Beobachtungen unserer Programmsterne stellten sich drei Objekte als so außergewöhnlich heraus, daß sie an dieser Stelle ausführlicher diskutiert werden.

II.3.1. G 82-23

Dieser Stern (= L 951-48 = LTT 2002 = EG 170) wurde von Eggen und Greenstein (1965) erstmals fotometrisch und spektroskopisch beobachtet und mit DFs? klassifiziert. Mit dem in 169" Abstand stehenden G 82-22 = LTT 2000 bildet er kein physisches Paar, da zwar die Beträge der Eigenbewegung mit 0".29/Jahr übereinstimmen, die Richtungen aber um rund 30° differieren. Harrington und Dahn (1980) geben eine Parallaxe von $-0".0007$ mit einem allerdings ziemlich großen Fehler von $0".0073$, sowie eine absolute Parallaxe von $+0".0013$. Mit unserem gemessenen $V = 14.70^m$ führt dies auf ein $M_V = +5.3$, was bei $(B-V) = +0.71$ einem G6V-Stern entspricht (Allen 1973). Dem widersprechen jedoch die dann unwahrscheinlich große Tangentialgeschwindigkeit von 1000 km/s und auch die (U-B)- und (u-b)-Werte, die für die gemessenen (B-V) und (b-y) beide oberhalb des Schwarzen Körpers liegen. Die Farben deuten entweder auf einen Weißen Zwerg oder auf einen Doppelstern.

Ein einzelner Weißer Zwerg ist mit der gemessenen Parallaxe unverträglich. Dagegen unterstützen unsere beiden Spektren

die Doppelsternhypothese. Sie zeigen nur wenige deutliche Einsenkungen und im Vergleich zu einem Hauptreihenstern ähnlicher Temperatur einen Kontinuumsverlauf, der im langwelligeren Teil von einem kühlen Subdwarf, im kurzwelligen aber von einem heißeren Objekt bestimmt wird. Die gemessenen Farben lassen sich z.B. mit einem Doppelstern aus einem linienarmen kühlen Subdwarf und einem Weißen Zwerg vom Typ DB oder DC erklären. Addiert man etwa die Helligkeiten von L 947-21 mit $M_V = 9.45$, $(B-V) = 0.87$, $(U-B) = 0.31$ und von EG 145 mit $M_V = 11.56$, $(B-V) = -0.15$, $(U-B) = -0.92$ (Harrington und Dahn 1980), so erhält man für das Gesamtlicht $M_V = 9.30$, $(B-V) = 0.68$, $(U-B) = -0.18$, sehr ähnlich den beobachteten Werten. Der Entfernungsmodul $(m-M) = 5.4$ entspricht dann einer Parallaxe von 0.0083 , noch innerhalb der Fehlergrenze der gemessenen Parallaxe. Die Tangentialgeschwindigkeit verringert sich unter diesen Annahmen auf rund 160 km/s . Wir klassifizieren G 82-23 deshalb als sdG + DC/DB.

II.3.2. GD 1662

Wären die fotometrischen Beobachtungen zu dieser Arbeit zwei oder drei Jahre früher durchgeführt worden, so wäre GD 1662 (= PHL 538 = TPS 141 = BV 04 = VY Scl) erwartungsgemäß als blaues Objekt dreizehnter Größe erschienen und nach seinen Farben als extrem heißer Weißer Zwerg klassifiziert worden. Stattdessen befand er sich 1980 und 1981 an der Sichtbarkeitsgrenze des Bochumer 61cm-Teleskops bei $V = 15^m$ und wurde seit Ende 1981 auch mit größeren Teleskopen nicht mehr gesehen (I. Bues 1981 und G. Rupprecht 1982 am ESO 1m-Teleskop, I. Bues und W. Seitter 1982 sowie W. Wargau 1983 am ESO 1.52m-Teleskop, W. Seitter 1983 am 2.2m-Teleskop des DSAZ, Calar Alto). Er muß also im Visuellen schwächer als 17^m bis 18^m sein. Eine umfangreiche Literatursuche führte schließlich zu den genannten weiteren Identifikationen und der Lichtkurve (Abbildung 10), in der alle uns bekannten Helligkeitsbestimmungen zusammengefaßt sind.

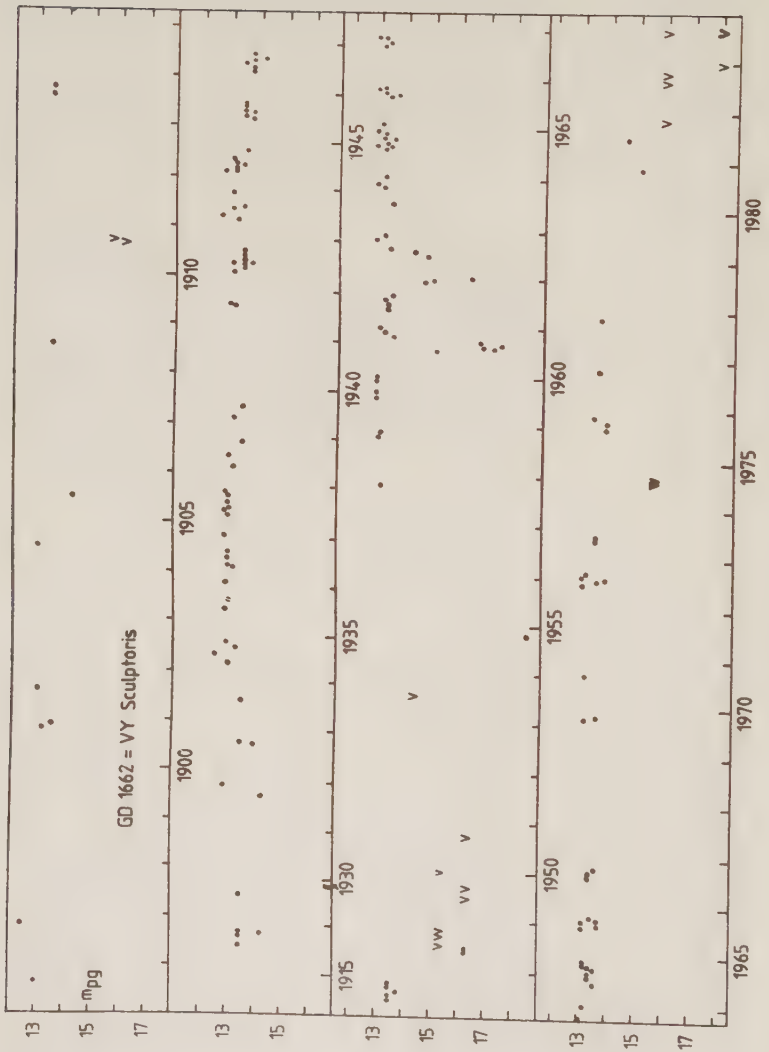


Abb. 10: Fotografische Lichtkurve von GD 1662=VY Sc1
1895-1983

Die größten Zeiträume umspannen die Himmelsüberwachungsaufnahmen des Harvard College Observatory (1895 - 1950; Pismis 1972) und der Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg (1963 bis 1975; diese Arbeit). Weitere Quellen sind Luyten und Haro (1959), die den Stern als veränderlich entdeckten mit dem bisher tiefsten beobachteten Minimum auf den POSS-Platten, Haro und Chavira (1960), Meinunger (1968), van Genderen (1973), Burrell und Mould (1973), Warner und van Citters (1974) sowie die ESO Blau- und Rot-Atlanten, eine unveröffentlichte Blau-Platte vom ESO Schmidt-Teleskop, der Atlas Stellarum von H. Vehrenberg, Selected Area 163 (Pickering et al. 1923) und die fotografische Franklin-Adams Karte Nr. 67 der Royal Astronomical Society vom 5.9.1910. Die von Philip und Stock (1972) angegebene Helligkeit von 11.2 ± 1^m wäre einmalig und dürfte zu groß sein. Sie blieb deshalb unberücksichtigt.

An der Lichtkurve läßt sich folgendes Verhalten erkennen: GD 1662 ist die meiste Zeit im Maximallicht bei etwa 13^m . Dort treten Helligkeitsänderungen auf mit einer Amplitude von einigen zehntel Größenklassen und mit Zeitskalen von einigen Minuten (Burrell und Mould 1973; van Genderen 1973; Warner und van Citters 1974) bis einigen Tagen (67 Bamberger Platten von 1963 - 1975). Für beide ist keine ausgeprägte Periodizität festzustellen, so daß es auch keinen Hinweis auf eine Doppelsternstruktur gibt.

In größeren Zeitabständen sinkt die Helligkeit des Sterns dann um 3 bis 5 Größenklassen ab, so 1910, 1948, 1960, 1962, 1974 und spätestens 1980. Über die Tiefe der Minima sind kaum Aussagen möglich, da sie (außer 1960 und 1962) immer jenseits der Reichweite der Fotoplatten lagen. Das Palomar-Minimum von 1954 ist nur die schwächste beobachtete Phase; es ist unbekannt, ob es das absolute Minimum ist. Über die Dauer der Minima sind wegen der nicht lückenlosen Überwachung ebenso nur obere Grenzen anzugeben. Wahrscheinlich treten verschiedene Typen auf: kurze, nicht extrem tiefe (1960, 1962, eventuell 1974) und langdauernde, sehr tiefe

mit allmählichem Helligkeitsabfall (1948 bis mindestens 1954; 1980 bis ?). Ein mit dem gesamten Material berechnetes Powerspektrum erbrachte jedoch keine eindeutige Periode. Am besten lassen sich die Minima (mit Ausnahme von 1960) durch nicht ganz konstante Abstände von 10.4 Jahren darstellen.

Aus den beobachteten Farbindices läßt sich schließen, daß das Objekt sehr heiß sein muß, sowohl im Maximum (Burrell und Mould 1973) als auch im (Palomar-) Minimum (Luyten und Haro 1959). Darauf deutet auch das Spektrum (Herbig 1965): Keine Absorptionen, starke H- und He-Emissionen, die beim Abstieg ins Minimum 1961 noch stärker wurden. Ebenfalls in diesem Minimum erschien Ca II (K)-Emission (Pismis 1972), was typisch für Zwergnovae vom Z Cam-Typ ist.

GD 1662 scheint in gewisser Weise dem novaähnlichen Veränderlichen TT Ari verwandt zu sein, der auch über Jahrzehnte nur mäßige Helligkeitsschwankungen zeigte, bis seine Helligkeit 1980 um drei Größenklassen auf 14^m sank (Krautter et al. 1981). Ende 1982 ging dann die Helligkeit nochmals um mehr als 2^m auf $16^m.3$ zurück (Patterson 1982). Spektren in diesem tiefen Minimum von Shafter et al. (1983) zeigen bei TT Ari Anzeichen für einen im System vorhandenen Weißen Zwerg (breite Absorptionen bei H_β und H_γ), einen kühlen roten Stern (TiO-Banden im IR) und den Rest eines Akkretionsringes (spektraler Verlauf im Sichtbaren; vgl. Freitag 1983).

Daß bei GD 1662 in den Spektren von Herbig (1965) keine Absorption von einem Weißen Zwerg zu sehen ist, liegt wahrscheinlich daran, daß diese Spektren in einem der nicht sehr tiefen Minima aufgenommen wurden. Der Akkretionsring ist dann nicht völlig abgebaut und gibt den Blick auf den darunterliegenden Weißen Zwerg nicht frei. Im gegenwärtigen sehr tiefen Minimum sollte auch bei GD 1662 der Weiße Zwerg freiliegen. Spektren zum jetzigen Zeitpunkt sind deshalb dringend erforderlich, um diese Hypothese zu überprüfen.

II.3.3. GD 1339

Dieses Objekt (=TC 210) läßt nach seinen Farben (Tabelle 2; Abbildung 2) zunächst einen Weißen Zwerg mit sehr tiefen Kohlenstoffabsorptionsbanden im Spektrum erwarten. Der negative m_1 -Index ist zwar durch starke Extrapolation aus der Reduktion gewonnen worden, doch beobachtet Wegner (1979) für den C₂-Stern BPM 27606 ganz ähnliche Farben. Dieser vermutete Spektraltyp ist auch der Grund, warum für GD 1339 keine Bestimmung der absoluten Helligkeit nach den Farben durchgeführt wurde: Starke Kohlenstoffbanden verändern bei gleicher Temperatur die Farbindices so sehr, daß die Sterne sich nicht mehr auf der normalen Heliumsequenz befinden.

Das Spektrum von GD 1339 (Abbildung 11; insgesamt liegen 6 Aufnahmen vor) zeigt stattdessen mehrere breite Emissionen, die sich zunächst keinem Element oder Molekül zuordnen lassen. Erst die Annahme einer rotverschobenen Balmerserie läßt eine Identifikation zu. Für H _{β} bis H _{ζ} ergibt sich dann ein $z = \Delta\lambda/\lambda = 0.114 \pm 0.003$ entsprechend einer Fluchtgeschwindigkeit $v = 32400 \pm 800$ km/s. Mit dieser Interpretation lassen sich noch weitere schwächere Emissionen deuten, so z.B. die Fe II-Linien zwischen H _{β} und H _{γ} , die in den Spektren von Quasistellaren Objekten beobachtet werden (Puetter et al. 1981). Auch die in den breiten Emissionslinien (Dopplerbreite etwa 5000 - 6000 km/s) sichtbaren Absorptionen werden häufig in QSOs beobachtet (Strittmatter und Williams 1976).

GD 1339 erscheint sowohl auf dem POSS als auch auf dem ESO B-Atlas sternförmig und im Vergleich zwischen der roten und der blauen POSS-Platte deutlich blau. Eine Inspektion auf 19 Bamberger Platten ergab keinen Hinweis auf Variabilität; allerdings ist das Objekt mit $V = 14.^m6$ nahe der Plattengrenze. GD 1339 befindet sich nicht im Parkes-Katalog von Radioquellen (CSIRO-Staff 1969).

In Anbetracht dieser Informationen klassifizieren wir den vermuteten Weißen Zwerg als Quasistellares Objekt. Damit ist GD 1339 in mehrere Hinsicht bemerkenswert: Zum einen ist er unseres Wissens das erste in den GD-Listen entdeckte QSO und steht damit gleichzeitig in deutlichem Widerspruch zu der dort als gering (slow) angegebenen Eigenbewegung. Zum anderen zählt er zu den hellsten bekannten QSOs. Hewitt und Burbidge (1980) listen von 1549 optischen QSOs nur 11 mit einer größeren Helligkeit als $V=15^m$ und von diesen wiederum nur 3 am Südhimmel. Es ist deshalb geplant, von GD 1339 CCD-Aufnahmen zu machen, um Aufschluß über die innere Struktur zu erhalten.

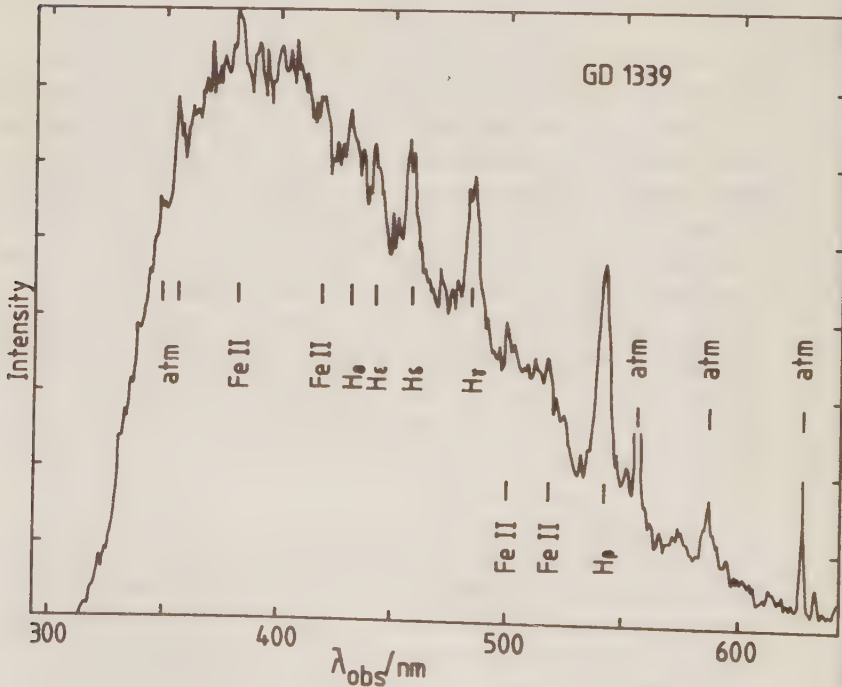


Abb. 11: Spektrum 3914E von GD 1339

II.4. Statistische Untersuchung

Im Rahmen der fotometrischen Untersuchung schwacher blauer Sterne konnten insgesamt 173 Objekte beobachtet werden. Davon wurden aufgrund der Fotometrie 46 Sterne als Weiße Zwerge klassifiziert, der Rest als Subdwarfs und Hauptreihensterne.

Für 21 der fotometrisch identifizierten Weißen Zwerge liegen nun Spektren vor, 16 eigene und 5 in der Literatur. Bei 14 von diesen bestätigen die Spektren die fotometrische Klassifikation. Die Wahrscheinlichkeit, Weiße Zwerge nach unseren Kriterien richtig zu erkennen, beträgt für die untersuchte Gruppe also $2/3$. Übertragen wir diesen Korrekturfaktor auf die gesamten 46 fotometrischen Weißen Zwerge, so sollten davon rund 30 auch spektroskopisch als Weiße Zwerge identifizierbar sein.

Nehmen wir mangels einer größeren Datenbasis an, daß diese Reduktion in gleicher Weise für die kühlen und die heißen Sterne gilt, so teilt sich die reduzierte Anzahl in etwa 16 heiße und 15 kühle Objekte auf.

In den gleichen 16% der Himmelsoberfläche wie den hier untersuchten verzeichnet der Katalog von McCook und Sion (1977) 29 heiße und 8 kühle Weiße Zwerge heller als $V=15^m$, Greenstein (1979a, 1980) findet 5 weitere heiße und Eggen und Bessell (1978) 7 heiße und 2 kühle. Insgesamt sind damit in unserem Himmelsabschnitt 57 heiße und 25 kühle Weiße Zwerge bekannt. Rechnet man diese Zahlen auf den gesamten Himmel hoch, so erwartet man rund 360 heiße und 160 kühle Weiße Zwerge heller als 15^m ; bekannt sind bisher insgesamt erst etwa 300. Es bleibt also noch eine große Zahl relativ heller, gut beobachtbarer Weißer Zwerge zu entdecken. Auch bei den kühlen sind offenbar viele noch unbekannt.

Stellen wir die Anzahlen der fotometrisch identifizierten Weißen Zwerge unkorrigiert nach Typ und Entfernung zusammen (Tabelle 7), so können wir versuchen, die Frage nach den fehlenden kühlen Weißen Zwergen zu beantworten.

Tabelle 7: Räumliche Verteilung fotometrisch identifizierter Weißer Zwerge (unkorrigiert; ohne GD 1339)

Entfernung	0-10	10-20	20-50	50-	Parsec
kühle WZ	12	8	1	0	
heiße H	0	0	3	6	
heiße He	0	3	10	2	

Nach Liebert et al. (1979) sollten nördlich von $\delta = -20^\circ$, d.h. auf $2/3$ des Himmels, innerhalb von 10 pc rund 11 kühle Weiße Zwerge vorhanden sein, wogegen bisher nur 8 bekannt sind. Rechnen wir unsere Sterne näher als 10 pc auf $2/3$ des Himmels um ($\cdot 4$) und korrigieren ($\cdot 2/3$), so resultieren rund 30 kühle Weiße Zwerge. Auch wenn wir den Reduktionsfaktor für diese Sterne noch pessimistischer ansetzen müssen, was nicht auszuschließen ist, so kann man trotzdem folgern, daß das vermutete Defizit im Bereich von $M_V = 13^m$ bis 16^m nicht im angegebenen Maß vorhanden ist, wahrscheinlich gar nicht existiert.

III. SYNTHETISCHE SPEKTREN INTERMEDIÄRER WEIßER ZWERG- STERNE MIT MOLEKÜLABSORPTION

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird mit den Sternen, die Kohlenstoffabsorptionsbanden im Spektrum zeigen, eine Untergruppe der intermediären Weißen Zwerge untersucht. Diese Gruppe verdient besonderes Interesse, da sie die chemische Zusammensetzung und den physikalischen Aufbau der Atmosphäre zu bestimmen erlaubt. Auf eine Reihe von Sternen dieses Typs eingehende und auf optischen sowie UV-Beobachtungen beruhende Untersuchungen wurden u.a. von Koester et al. (1942) und Wegner (1943) durchgeführt.

Im Gegensatz dazu soll hier zunächst vorwiegend von speziellen Beobachtungen durch die Berechnung von synthetischen Spektren im Temperaturbereich der intermediären Weißen Zwerge bei unterschiedlichen Häufigkeiten der wichtigsten Elemente der Mäcken für die Sichtbarkeit der Moleküle C_2 und CN eingestrichelt werden. Die Variation der Elementhäufigkeiten wird dann Möglichkeiten zur Klassifikation beobachteter Spektren im optischen und nahen ultravioletten Bereich ergeben.

Die stärkste Bande des C_2 -Moleküls in diesem Spektralbereich ist die Swan-Bande; auch die Demandres- γ -Azambogabande wird beobachtet. Beim CN-Molekül stammt der wichtigste Beitrag vom G-Band. Wir beschränken uns auf C_2 und CN, da in den Spektren Weißen Zwerge bisher nur von diesen beiden Molekülen Bandenabsorptionen bekannt sind.

Im anschließenden Teil der Untersuchung synthetischer Spektren wird der Einfluss starker Magnetfelder auf die beiden Moleküle und damit auf ihre Spektren charakterisiert.

III.1. Berechnung synthetischer Molekülspektren

Die Berechnung der synthetischen Spektren wird in zwei Schritten durchgeführt: Im ersten werden die Absorptionskoeffizienten im Bereich der Molekülbande für verschiedene Modellatmosphären berechnet, im zweiten dann der resultierende Strahlungsstrom unter Berücksichtigung der Bandenabsorption bestimmt.

Bevor wir die Berechnung der Absorptionskoeffizienten beschreiben, soll ein kurzer Einblick in die hier relevanten Teile der Physik zweiatomiger Moleküle gegeben werden; eine umfassende Darstellung findet sich bei Herzberg (1950).

III.1.1. Exkurs: Optische Spektren zweiatomiger Moleküle

Die Spektren zweiatomiger Moleküle im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich unterscheiden sich grundlegend von Atomspektren. Sie zeigen bei mäßiger Auflösung keine scharfen Linien, sondern breite Banden, die meist auf einer Seite scharf begrenzt sind und auf der anderen allmählich in der Intensität nachlassen. Üblicherweise treten bei einem Molekül mehrere Systeme mit mehreren dieser Bandenköpfe auf. Spektroskopiert man eine solche Bande mit hoher Auflösung, so erweist sie sich als aus vielen scharfen Spektrallinien zusammengesetzt, die beim Bandenkopf sehr eng beisammenliegen.

Diese Struktur des Spektrums läßt sich aus dem Termschema des Moleküls verstehen. Dazu betrachten wir das Termschema des CH-Moleküls (Abbildung 12), von dem das G-Band berechnet werden soll. Im Gegensatz zum Atom besitzt ein zweiatomiges Molekül die inneren Freiheitsgrade der Schwingung entlang der Verbindungslinie der Atomkerne sowie der Rotation um eine auf dieser Verbindungslinie senkrecht stehende Achse. Löst man zunächst die Schrödingergleichung des als anharmonischer Oszillator näherungsweise beschrie-

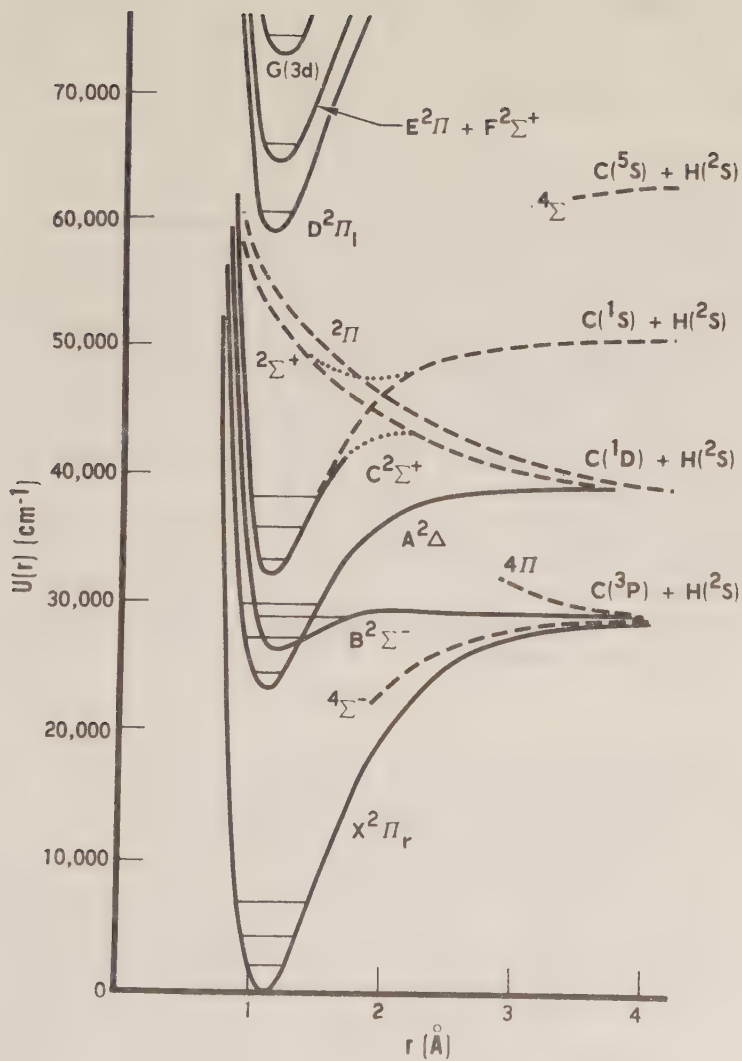


Abb. 12: Termenergieschema des CH-Moleküls (Rosen 1970).

benen Moleküls, so sind seine Energieeigenwerte gegeben durch

$$G(v) = \omega_e \cdot (v + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e \cdot (v + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e \cdot (v + \frac{1}{2})^3 + \dots \quad (\text{III}, 1)$$

wenn wir die Energie, wie in der Spektroskopie üblich, in Wellenzahlen der Dimension cm^{-1} angeben. Dabei ist v die nichtnegative, ganzzahlige Quantenzahl der Schwingung. Ist die Anharmonizität des Oszillators gering, d.h. x_e und y_e klein, so liegen die Vibrationsniveaus fast äquidistant in den Potentialmulden der verschiedenen Elektronenzustände T_e , die in Abbildung 12 z.B. durch $X^2\Pi$, $A^2\Delta$ gekennzeichnet sind.

Die Rotation des Moleküls wird in sehr guter Näherung durch die Schrödingergleichung des nichtstarrten Rotators beschrieben, deren Eigenwerte - ebenfalls in cm^{-1} -

$$F(J) = B \cdot J \cdot (J+1) - D \cdot J^2 \cdot (J+1)^2 + \dots \quad (\text{III}, 2)$$

sind. J ist die ganzzahlige, nichtnegative Rotationsquantenzahl. Die Gesamtenergie T eines Zustandes ist dann gegeben durch

$$\begin{aligned} T &= T_e + G(v) + F(J) \\ &= T_e + \omega_e (v + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e (v + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e (v + \frac{1}{2})^3 + \dots \\ &\quad + B_v J(J+1) - D_v J^2 (J+1)^2 + \dots \end{aligned} \quad (\text{III}, 3)$$

Dabei ist die Wechselwirkung zwischen Rotation und Vibration durch Einführung der neuen Konstanten

$$B_v = B_e - \alpha_e \cdot (v + \frac{1}{2}) + \dots \quad (\text{III}, 4)$$

$$D_v = D_e + \beta_e \cdot (v + \frac{1}{2}) + \dots \quad (\text{III}, 5)$$

berücksichtigt. Im Termschema würden die Rotationsniveaus als "Leitern" auf die Vibrationsniveaus aufbauen; ihr

"Sprossenabstand" ist wesentlich geringer als der Abstand der Vibrationsniveaus, nimmt aber wegen (III,2) mit wachsendem J quadratisch zu. In Abbildung 12 sind die ersten Vibrations-, aus Gründen des Maßstabs aber nicht die Rotationsniveaus eingezeichnet.

Die uns interessierende Bandenstruktur des Spektrums kommt durch Elektronenübergänge zwischen den Vibrationsniveaus verschiedener Elektronenzustände zustande. Die Kombination des oberen Elektronenzustandes T' mit dem unteren T'' kennzeichnet das Bandensystem (z.B. G-Band), die Schwingungsniveaus (v', v'') bestimmen den jeweiligen Bandenkopf und die Linien innerhalb der Bande sind die Übergänge $J' - J''$. Durch die Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$ sind meist drei Zweige einer Bande (Q, R, P) erlaubt.

Durch die Vielzahl an möglichen Niveaus und erlaubten Übergängen können die Spektren zweiatomiger Moleküle so reich an Details werden, daß sich für die Berechnung synthetischer Spektren gewisse Vereinfachungen empfehlen.

III.1.2. Absorptionskoeffizienten

Die Berechnung der spektralen Absorptionskoeffizienten κ wird nach dem Modell der verschmierten Linien durchgeführt, wie es im wesentlichen Golden (1967) ausgearbeitet hat. Die grundlegende Annahme dieses Modells besagt: In jedem Frequenzintervall liegen die Rotationslinien so dicht, daß die Intensitätsverteilung als stetige Funktion der Frequenz betrachtet werden kann. Wegen der Verbreiterung der Linien durch die in den Atmosphären Weißer Zwergsterne herrschenden hohen Drucke erlaubt das Modell der verschmierten Linien die Berechnung der Absorptionskoeffizienten in sehr guter Näherung (Grenfell 1974).

Als weitere Vereinfachung ist $J \pm 1 \approx J$ angenommen, d.h. es wird nicht zwischen P, Q und R-Zweig der Bande unterschieden.

den. Auch dies ist nur eine unwesentliche Einschränkung, da bei den uns interessierenden Banden der Q-Zweig mit $\Delta J=0$ wesentlich intensiver ist als die beiden anderen. Führt man ferner für die Zustandssummen die Näherungen

$$Q_R(v) \approx \frac{kT}{hcB_v} \quad (\text{III},6)$$

$$Q_R(v'')/Q_v'' \approx 1/Q_{vib}'' \quad (\text{III},7)$$

ein, verwendet (III,6) auch in der von Golden angegebenen Gleichung für den Absorptionskoeffizienten und setzt die Differenz $(B_{v'} - B_{v''})$ immer mit ihrem Absolutbetrag an - legt die Abschattierung der Bande also von vornherein fest -, so ergibt sich für den Beitrag $P(\omega)_{v'v''}$ des Übergangs (v',v'') mit der Frequenz $\omega_{v'v''}$ zum spektralen Absorptionskoeffizienten κ bei der Frequenz ω

$$|P(\omega)|_{v'v''} = \frac{\pi e^2}{mc^2 kT} \cdot \frac{g_e f_{v'v''}}{|B_{v'} - B_{v''}|} \cdot \frac{EM}{Q(T)} \cdot \exp \left\{ - \frac{hc}{kT} \left[G(v'') + \frac{B_{v''}(\omega - \Omega)}{|B_{v'} - B_{v''}|} \right] \right\} \quad (\text{III},8)$$

$$\text{mit } \Omega = \omega_{v'v''} - 0.25 (B_{v'} + B_{v''})^2 / |B_{v'} - B_{v''}|$$

und Berücksichtigung induzierter Emission durch

$$EM = 1 - \exp \left(- \frac{hc\omega}{kT} \right).$$

Um nun den gesamten Absorptionskoeffizienten der Bande bei der Frequenz ω zu erhalten, müssen die Beiträge $P(\omega)$ zu κ_ω addiert werden. Bei den violett abschattierten Banden, wie sie bei uns vorliegen, tragen nur Übergänge mit $\omega_{v'v''} < \omega$ zu κ_ω bei. Die Rechnung wird für alle 23 optischen Tiefen der verwendeten Atmosphärenmodelle durchgeführt.

Zur Berechnung der Absorptionskoeffizienten für das G-Band des CH-Moleküls ist Gleichung (III,8) in der angegebenen Form verwendet worden. Für die Banden des C₂-Moleküls

wurde dagegen eine nach Bues (private Mitteilung) leicht geänderte Formel benutzt. Danach liefert eine exakte Berücksichtigung der Rotationsenergiedifferenz ($E_{J'} - E_{J''}$) des Übergangs

$$|P(\omega)|_{v'v''} = \frac{\pi e^2}{mc^2 kT} \cdot \frac{g_e f_{v'v''} EM}{|B_{v'} - B_{v''}|} \cdot \frac{(1-K_1)}{Q(T)} \cdot \exp \left\{ - \frac{hc}{kT} \left(G(v'') + \frac{B_{v''}(\omega - \Omega - K_2)}{|B_{v'} - B_{v''}|} \right) \right\} \quad (\text{III}, 9)$$

$$\text{mit } K_1 = 2B_{v'} / \sqrt{(B_{v'} + B_{v''})^2 + 4(\omega - \omega_{v'v''}) \cdot |B_{v'} - B_{v''}|}$$

$$\text{und } K_2 = B_{v'} \sqrt{(B_{v'} + B_{v''})^2 / |B_{v'} - B_{v''}|^2 + 4(\omega - \omega_{v'v''}) / |B_{v'} - B_{v''}|}$$

Um den Verlauf der Absorption über die gesamte Bande möglichst gut darzustellen, wurden für die Deslandres-d'Azambuja-Bande und das G-Band die Absorptionskoeffizienten κ_ω bei jeweils 60 Frequenzen berechnet. Die Swan-Bande wurde wegen ihrer großen Ausdehnung (siehe nächster Abschnitt) zweimal unterteilt und jeder Teilbereich wieder mit Absorptionskoeffizienten bei 60 Frequenzen überdeckt.

III.1.3. Strahlungsströme

Mit Hilfe der für die Bande bestimmten Absorptionskoeffizienten wird nun der Strahlungsstrom in jeder der 23 Schichten der Modellatmosphäre berechnet und anschließend über die Beiträge aller Schichten integriert, um den Netto-Strahlungsstrom F_λ bzw. F_ν an der Sternoberfläche zu erhalten. Die Deslandres-Bande und das G-Band wurden auch hier zusammenhängend gerechnet, d.h. von den entsprechenden Absorptionskoeffizienten des Kontinuums eingeschlossen. Die Swan-Bande wurde wegen ihrer großen Ausdehnung (von 420 bis 670 nm) in drei Teilen behandelt, da sich über diesen Bereich bei den betrachteten Temperaturen der Gradient des Kontinuums deutlich verändert.

Um das Spektrum für verschiedene Häufigkeiten des betreffenden Moleküls und letztlich der Elemente H, C, O bezüglich He zu berechnen, kann ein Parameter Y gesetzt werden. $Y=0$ bedeutet Verwendung der in der ursprünglichen Atmosphärenkonstruktion enthaltenen Molekülhäufigkeit, $Y=\pm y$ bedeutet eine Verringerung (+) bzw. eine Erhöhung (-) der Häufigkeit des Moleküls um y Zehnerpotenzen. Hierbei wird angenommen, daß die Änderung der Häufigkeit gering genug ist, den Aufbau der Atmosphäre nur unwesentlich zu beeinflussen.

III.2. Eingabedaten

III.2.1. Modellatmosphären

Den Berechnungen der synthetischen Spektren liegen Modellatmosphären zugrunde, die von Bues (1973) konstruiert wurden. Sie überdecken den hier behandelten Temperaturbereich und die erwarteten Häufigkeiten (z.B. Bues 1978). Tabelle 8 gibt eine Übersicht über die verwendeten Modelle, die Tabellen 9 - 14 enthalten für die einzelnen Modelle den genauen Verlauf der Temperatur, des Elektronen- und Gasdrucks sowie des Rosseland'schen Absorptionskoeffizienten mit der optischen Tiefe.

Tabelle 8: Modellatmosphären, für die synthetische Molekülspektren berechnet wurden

T_{eff}	$\log g$	He/H	He/C	C/O
6000	8.0	1000	300	300
7000	8.0	10000	3000	10
8000	8.0	10000	3000	10
8800	7.5	100000	300	300
9000	7.5	100000	1000	100
10000	8.0	100000	300	11

Erläuterungen zu den Tabellen 9 - 14:

τ	: optische Tiefe
$\Theta = 5040/T$	: Temperatur
P_g	: Gasdruck
P_e	: Elektronendruck
$\overline{\kappa}$	: Rosseland'scher Opazitätskoeffizient

Tabelle 9: Modellatmosphäre mit $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$, $\log g = 8.0$
 $\text{He}/\text{H} = 10^3$, $\text{He}/\text{C} = 3 \cdot 10^2$, $\text{C}/\text{O} = 3 \cdot 10^2$.

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	1.0422	-5.000	-2.000	27.1987
0.0005	1.0420	0.714	7.286	25.4347
0.0010	1.0417	0.812	7.476	25.4232
0.0020	1.0412	0.913	7.672	25.4102
0.0060	1.0365	1.096	7.992	25.3508
0.0100	1.0314	1.195	8.143	25.2908
0.0200	1.0203	1.350	8.345	25.1678
0.0400	1.0034	1.519	8.541	25.0075
0.0600	0.9904	1.588	8.659	24.9382
0.0800	0.9822	1.639	8.745	24.8906
0.1000	0.9733	1.691	8.812	24.8427
0.2000	0.9365	1.963	9.002	24.6136
0.3000	0.9088	2.448	9.072	24.1766
0.5000	0.8648	2.625	9.131	24.0795
0.7000	0.8303	2.799	9.174	23.9687
0.8000	0.8156	2.870	9.191	23.9241
1.0000	0.7899	3.026	9.219	23.8143
1.6000	0.7340	3.421	9.264	23.5250
2.0000	0.7049	3.692	9.281	23.3144
3.0000	0.6524	4.013	9.304	23.0881
4.0000	0.6149	4.209	9.318	22.9493
6.0000	0.5651	4.592	9.337	22.6516
8.0000	0.5292	4.899	9.346	22.4987

Tabelle 10: Modellatmosphäre $T_{\text{eff}} = 7000\text{K}$, $\log g = 8.0$
 $\text{He}/\text{H} = 10^4$, $\text{He}/\text{C} = 3 \cdot 10^3$, $\text{C}/\text{O} = 10^1$
 konvektive Schichtung

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	0.9700	-5.000	-1.350	27.8191
0.0005	0.9610	1.480	7.525	25.7664
0.0010	0.9550	1.610	7.700	25.6438
0.0020	0.9500	1.735	7.877	25.5253
0.0060	0.9360	1.947	8.159	25.3286
0.0100	0.9290	2.034	8.290	25.2494
0.0200	0.9100	2.155	8.476	25.1463
0.0400	0.8890	2.293	8.663	25.0286
0.0600	0.8740	2.396	8.770	24.9409
0.0800	0.8570	2.503	8.841	24.8511
0.1000	0.8440	2.557	8.894	24.8102
0.2000	0.7980	2.723	9.062	24.6913
0.3000	0.7690	2.839	9.161	24.6081
0.5000	0.7330	3.014	9.281	24.4788
0.7000	0.7150	3.096	9.358	24.4211
0.8000	0.7050	3.134	9.390	24.3968
1.0000	0.6900	3.190	9.442	24.3628
1.6000	0.6550	3.338	9.556	24.2693
2.0000	0.6380	3.434	9.608	24.2011
3.0000	0.6140	3.589	9.696	24.0881
4.0000	0.5970	3.691	9.757	24.0162
6.0000	0.5720	3.851	9.841	23.9028
8.0000	0.5540	3.986	9.896	23.8038

Tabelle 11: Modellatmosphäre $T_{\text{eff}} = 8000\text{K}$, $\log g = 8.0$
 $\text{He}/\text{H} = 10^4$, $\text{He}/\text{C} = 3 \cdot 10^3$, $\text{C}/\text{O} = 10^1$
 konvektive Schichtung

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	0.9352	-5.000	-1.360	27.8068
0.0005	0.9280	1.537	7.504	25.7381
0.0010	0.9208	1.674	7.676	25.6103
0.0020	0.9151	1.805	7.848	25.4860
0.0060	0.8973	2.026	8.122	25.2839
0.0100	0.8845	2.120	8.252	25.2026
0.0200	0.8634	2.272	8.430	25.0718
0.0400	0.8357	2.452	8.600	24.9201
0.0600	0.8156	2.548	8.697	24.8448
0.0800	0.7992	2.612	8.768	24.7985
0.1000	0.7854	2.662	8.824	24.7629
0.2000	0.7340	2.880	8.995	24.6076
0.3000	0.7040	3.032	9.087	24.4977
0.5000	0.6650	3.181	9.204	24.4077
0.7000	0.6400	3.306	9.281	24.3246
0.8000	0.6290	3.371	9.310	24.2783
1.0000	0.6090	3.503	9.356	24.1808
1.6000	0.5800	3.676	9.445	24.0606
2.0000	0.5650	3.774	9.487	23.9917
3.0000	0.5460	3.919	9.561	23.8842
4.0000	0.5290	4.064	9.612	23.7722
6.0000	0.5120	4.242	9.676	23.6273
8.0000	0.4800	4.492	9.716	23.4447

Tabelle 12: Modellatmosphäre $T_{\text{eff}}=8800\text{K}$, $\log g= 7.5$
 $\text{He}/\text{H}= 10^5$, $\text{He}/\text{C}= 3 \cdot 10^2$, $\text{C}/\text{O}= 3 \cdot 10^2$

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	0.8664	-5.000	-1.590	27.5769
0.0005	0.8589	1.563	7.000	25.7816
0.0010	0.8514	1.714	7.185	25.6449
0.0020	0.8456	1.850	7.366	25.5162
0.0060	0.8288	2.091	7.643	25.2953
0.0100	0.8170	2.215	7.767	25.1847
0.0200	0.7969	2.406	7.928	25.0179
0.0400	0.7695	2.615	8.079	24.8424
0.0600	0.7496	2.767	8.762	24.7167
0.0800	0.7335	2.885	8.217	24.6193
0.1000	0.7199	2.986	8.257	24.5387
0.2000	0.6727	3.300	8.371	24.2951
0.3000	0.6417	3.523	8.429	24.1206
0.5000	0.5994	3.814	8.495	23.8983
0.7000	0.5701	4.019	8.532	23.7420
0.8000	0.5579	4.096	8.545	23.6860
1.0000	0.5375	4.222	8.568	23.5946
1.6000	0.4954	4.507	8.610	23.3834
2.0000	0.4749	4.600	8.630	23.3256
3.0000	0.4391	4.824	8.666	23.1655
4.0000	0.4139	4.973	8.691	23.0558
6.0000	0.3811	5.196	8.724	22.8738
8.0000	0.3580	5.395	8.745	22.6910

Tabelle 13: Modellatmosphäre $T_{\text{eff}} = 9000\text{K}$, $\log g = 7.5$
 $\text{He}/\text{H} = 10^5$, $\text{He}/\text{C} = 10^3$, $\text{C}/\text{O} = 10^2$

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	0.8455	-5.000	-0.718	28.4513
0.0005	0.8372	1.454	7.207	25.9232
0.0010	0.8288	1.502	7.371	25.7849
0.0020	0.8214	1.474	7.535	25.6485
0.0060	0.8028	1.994	7.794	25.4231
0.0100	0.7904	2.103	7.914	25.3291
0.0200	0.7696	2.263	8.079	25.1953
0.0400	0.7431	2.446	8.243	25.0484
0.0600	0.7241	2.551	8.337	24.9703
0.0800	0.7089	2.631	8.405	24.9126
0.1000	0.6961	2.702	8.457	24.8612
0.2000	0.6520	2.952	8.612	24.6823
0.3000	0.6226	3.108	8.697	24.5759
0.5000	0.5825	3.333	8.799	24.4207
0.7000	0.5543	3.519	8.860	24.2870
0.8000	0.5425	3.579	8.883	24.2486
1.0000	0.5227	3.691	8.920	24.1741
1.6000	0.4827	3.984	8.991	23.9604
2.0000	0.4629	4.151	9.020	23.8313
3.0000	0.4286	4.191	9.062	23.5608
4.0000	0.4044	4.786	9.083	23.3043
6.0000	0.3729	5.224	9.104	22.9305
8.0000	0.3500	5.521	9.113	22.6619

Tabelle 14: Modellatmosphäre $T_{\text{eff}} = 10000\text{K}$, $\log g = 8.0$
 $\text{He}/\text{H} = 10^5$, $\text{He}/\text{C} = 3 \cdot 10^2$, $\text{C}/\text{O} = 1.3 \cdot 10^1$

τ	θ	$\log P_g$	$\log P_e$	$-\log \bar{\kappa}$
0.0000	0.7128	-5.000	-2.560	26.5973
0.0005	0.7005	3.037	7.177	25.5344
0.0010	0.6882	3.221	7.389	25.3698
0.0020	0.6845	3.342	7.587	25.2701
0.0060	0.6729	3.556	7.892	25.0757
0.0100	0.6649	3.662	8.028	24.9755
0.0200	0.6506	3.850	8.201	24.7956
0.0400	0.6292	4.056	8.351	24.5908
0.0600	0.6140	4.186	8.471	24.4630
0.0800	0.6018	4.291	8.484	24.3588
0.1000	0.5916	4.376	8.522	24.2699
0.2000	0.5588	4.631	8.625	24.0112
0.3000	0.5373	4.795	8.683	23.9085
0.5000	0.5081	5.034	8.772	23.8968
0.7000	0.4860	5.178	8.840	23.8367
0.8000	0.4762	5.251	8.863	23.7671
1.0000	0.4594	5.401	8.897	23.6155
1.6000	0.4262	5.646	8.958	23.3586
2.0000	0.4090	5.775	8.983	23.2333
3.0000	0.3795	5.981	9.021	23.0159
4.0000	0.3589	6.118	9.044	22.8391
6.0000	0.3315	6.271	9.070	22.5531
8.0000	0.3122	6.411	9.083	22.3057

III.2.2. Moleküldaten

III.2.2.1. Das C₂-Molekül

Das C₂-Molekül zeigt im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralbereich vor allem die Swan- und die schwächere Deslandres-d'Azambuja-Bande. Für beide werden in dieser Arbeit synthetische Spektren berechnet.

Die Swan-Bande entsteht aus Übergängen zwischen den elektronischen Zuständen d ³Π_g und a ³Π_u. Ihre Termwerte sowie sonstigen benötigten Konstanten werden zusammen mit denen der übrigen Banden im nächsten Abschnitt tabelliert. Die für die Rechnungen verwendeten Bandenköpfe (v',v'') und ihre Wellenlängen wurden von Rosen (1970) übernommen und sind in Tabelle 15 aufgeführt. Ebenfalls dort finden sich die Übergangswahrscheinlichkeiten log gf der einzelnen Übergänge. Diese stammen von Danylewych und Nicholls (1974).

Die elektronischen Zustände der Deslandres-d'Azambuja-Bande sind C ¹Π_g und A ¹Π_u. Für diese Bande mußten mehrere wichtige Daten selbst berechnet werden, da kaum weiterführende Literatur über sie vorliegt. So wurden die Positionen der Bandenköpfe in Tabelle 16 nach

$$T' - T'' = (T'_e + G'(v')) - (T''_e + G''(v'')) \quad (\text{III}, 10)$$

bestimmt, wobei G(v) durch (III,1) gegeben ist. Auch die f-Werte wurden selbst berechnet durch Aufteilung des von Cooper und Nicholls (1975) gemessenen f(0,1)-Wertes gemäß der Franck-Condon-Faktoren von McCallum et al. (1970). Die für die Berechnung der Spektren weiterhin nötigen Zustandssummen liegen für das C₂-Molekül im 8000 K- und 9000 K-Modell von I. Bues gerechnet vor; für die übrigen Modelle wurden sie aus den Tabellen von Tatum (1966) interpoliert.

Tabelle 15: C₂ Swan-Bande

v'	v''	λ/nm	$\log gf$	v'	v''	λ/nm	$\log gf$
4	2	436.62	-1.980	4	5	547.03	-1.570
3	1	437.27	-2.164	3	4	550.19	-1.426
2	0	438.34	-2.533	2	3	554.07	-1.323
11	9	452.87	-1.610	1	2	558.55	-1.281
12	10	459.91	-1.610	0	1	563.55	-1.385
5	4	467.99	-1.298	7	9	588.95	-1.700
6	5	468.15	-1.388	6	8	590.10	-1.599
4	3	468.62	-1.269	5	7	592.39	-1.540
3	2	469.89	-1.258	4	6	595.90	-1.508
2	1	471.66	-1.293	3	5	600.48	-1.510
9	8	473.40	-1.364	2	4	605.97	-1.565
1	0	473.84	-1.458	1	3	612.22	-1.698
10	9	477.00	-1.376	0	2	619.13	-2.031
11	10	483.61	-1.396	6	9	644.47	-2.701
12	11	491.10	-1.408	5	8	648.18	-2.614
13	12	499.66	-1.421	4	7	653.36	-2.765
3	3	507.24	-2.296	3	6	659.91	-2.860
2	2	509.91	-1.709	2	5	667.59	-2.015
1	1	513.08	-1.274	1	4	676.24	-2.279
0	0	516.67	-0.924	0	3	685.00	-2.739
5	6	544.77	-1.748				

Tabelle 16: C₂ Deslandres-d'Azambuja-Bande

v'	v''	λ/nm	$\log gf$	v'	v''	λ/nm	$\log gf$
4	2	340.37	-2.209	2	3	404.03	-1.747
5	3	342.56	-2.094	1	2	406.68	-1.711
3	2	358.54	-1.602	0	1	410.09	-1.830
2	1	359.12	-1.665	4	6	427.66	-1.945
4	3	359.15	-1.576	3	5	428.14	-1.934
1	0	360.57	-1.845	5	7	429.30	-2.018
5	4	361.26	-1.553	2	4	430.31	-1.992
3	3	379.43	-2.497	1	3	433.77	-2.156
2	2	380.43	-2.030	0	2	438.11	-2.510
1	1	382.42	-1.642	4	7	455.68	-2.171
0	0	385.07	-1.323	3	6	456.73	-2.270
4	5	402.49	-2.110	5	8	457.03	-2.165
3	4	402.51	-1.878				

Tabelle 17: CH G-Band

v'	v''	λ/nm	$\log gf$
1	1	430.61	-1.716
0	0	430.71	-1.712
2	2	431.77	-1.718
1	2	485.05	-3.763
0	1	488.16	-3.848

III.2.2.2. Das CH-Molekül

Im sichtbaren Spektrum des CH-Moleküls erscheint das auch aus kühlen Hauptreihensternen bekannte charakteristische G-Band. Es ist ein Übergang zwischen den elektronischen Niveaus $A^2\Delta$ und $X^2\Pi$ (Abbildung 12). Da wir neben dem Hauptübergang bei 431 nm noch weitere Kanten berechnen wollen, bestimmen wir deren Lage (Tabelle 17) wie bei der Deslandres-Bande nach (III,10) selbst. Die verwendeten Molekülkonstanten stammen von Krupp (1974); zu sehr ähnlichen Ergebnissen kommen auch Botterud et al. (1973), die ebenso wie Krupp die gesamten vorliegenden Labormessungen einer kritischen Analyse unterziehen. Die f-Werte der Übergänge wurden durch Aufteilung der Gesamtoszillatorenstärke $f_a = 0.0049$ (Tarafdar und Vardya 1972) nach den Franck-Condon-Faktoren q von McCallum et al. (1970) berechnet:

$$f_{v'v''} = \frac{\omega_{v'v''}}{\omega_{00}} \cdot q_{v'v''} \cdot f_a \quad (\text{III,11})$$

Die Zustandssummen für das CH-Molekül wurden für alle Temperaturen aus Tatum (1966) entnommen.

Für sämtliche benötigten Zustände der beiden hier bearbeiteten Moleküle sind die verwendeten Parameter abschließend in Tabelle 18 zusammengefaßt.

Tabelle 18: Termwerte und Molekülkonstanten (in cm^{-1})

Molekül	Niveau	T_e	ω_e	$\omega_e x_e$	$\omega_e y_e$	B_e	α_e
C_2	d $^3\Pi_g$	20022.50	1788.22	16.440	-0.5067	1.7527	0.01608
	a $^3\Pi_u$	714.24	1641.35	11.670	0.0	1.6324	0.01661
C_2	C $^1\Pi_g$	34261.9	1801.9	15.81	-4.02	1.7834	0.0180
	A $^1\Pi_u$	8391.0	1608.35	12.07	-0.01	1.6163	0.0168
CH	A $^2\Delta$	23189.79	2930.93	96.71	-	14.8730	0.6069
	X $^2\Pi$	0.00	2858.47	63.027	-	14.4542	0.5343

III.3. Synthetische Spektren

III.3.1 Das C₂-Spektrum

Das Spektrum des C₂-Moleküls - Deslandres-d'Azambuja- und Swan-Bande - wurde für verschiedene Häufigkeiten der wichtigsten Elemente untersucht, hauptsächlich für ein verändertes Verhältnis C/O. Wie bei Bues (1973) ausführlich diskutiert, ist unter den gegebenen Bedingungen von Druck und Temperatur die Bildung von CO gegenüber den anderen Molekülen einschließlich C₂ stark bevorzugt. Die Stärke der Kohlenstoffbanden reagiert also sehr empfindlich auf Änderungen im C/O-Verhältnis.

Betrachten wir bei einer Temperatur von 7000 K ein Verhältnis C/O=1 (Y=3.0 in Abbildung 13), so kommt die Swan-Bande ziemlich schwach, wohl an der Grenze der Erkennbarkeit in einem realen Spektrum; die Deslandres-Bande ist nicht zu sehen. Bereits bei C/O=5 (Y=2.0) erreichen jedoch die 467- und 510 nm-Zweige der Swan-Bande Tiefen von mehr als 50 %. Die Deslandres-Bande ist wohl noch nicht zu erkennen.

Bei T_{eff}=8000 K ist das Ergebnis ähnlich: C/O=1 (Y=2.0 in Abbildung 14) liefert eine schwache Swan- und keine erkennbare Deslandres-Bande. C/O=5 (Y=1.0) liefert eine gut ausgeprägte Swan- und eine allerdings schwache Deslandres-Bande.

Die 7000 K- und 8000 K-Modelle besitzen noch einen He/H-Gehalt von 10⁴; demgegenüber ist bei den drei heißeren Atmosphären He/H auf 10⁵ erhöht.

Bei 8800 K wurde das C/O-Verhältnis zunächst gegenüber dem ursprünglichen Wert von 300 im Ausgangsmodell nur gering auf 100 reduziert. Dies ergibt (Abbildung 15, Y=1.0) für die Swan-Bande eine gesättigte Absorption, die Deslandres-

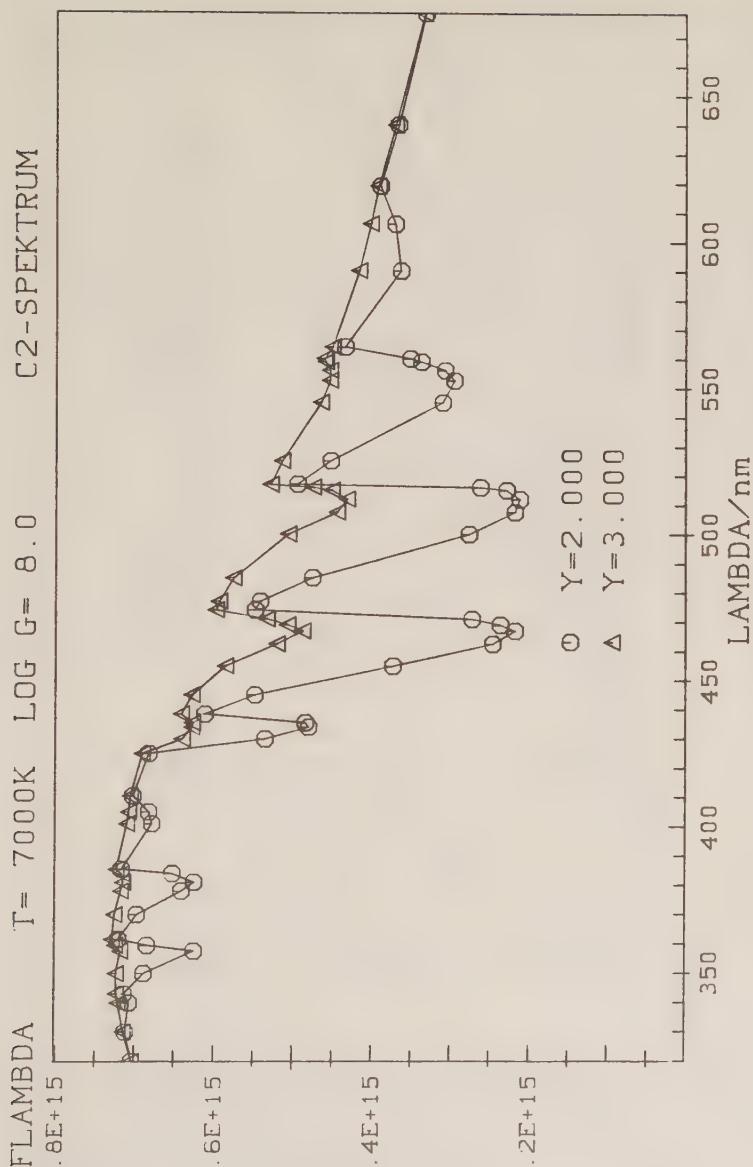


Abb. 13: Synthetisches Spektrum des C_2 -Moleküls, $T_{\text{eff}}=7000$ K
Siehe Text.

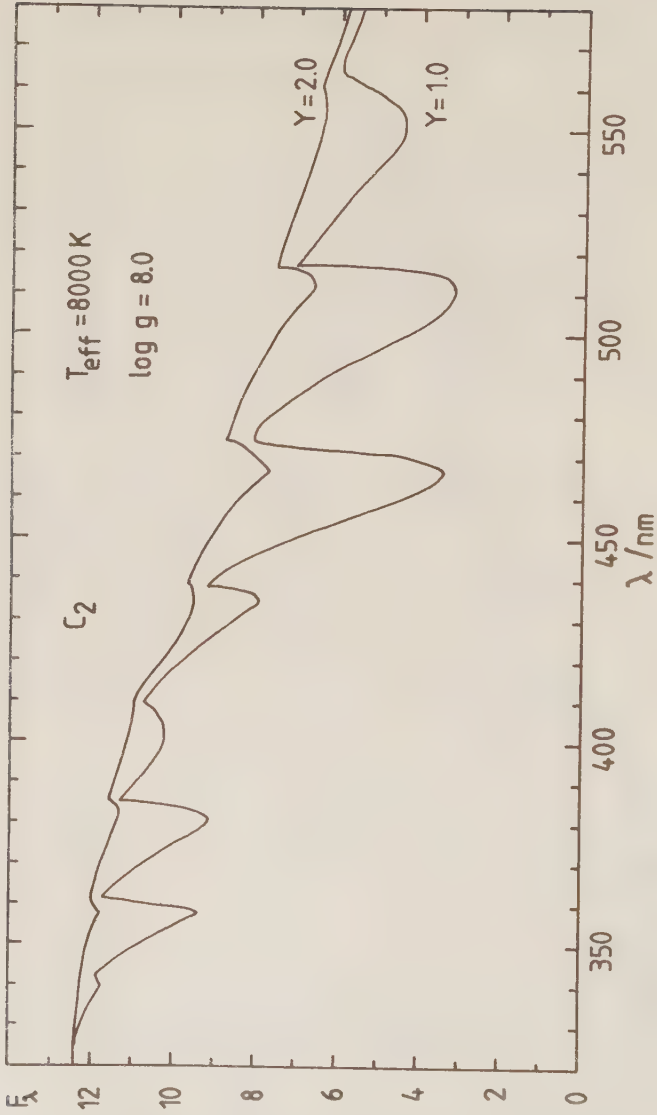


Abb. 14: Synthetisches Spektrum des C_2 -Moleküls, $T_{\text{eff}}=8000 \text{ K}$.
Siehe Text.

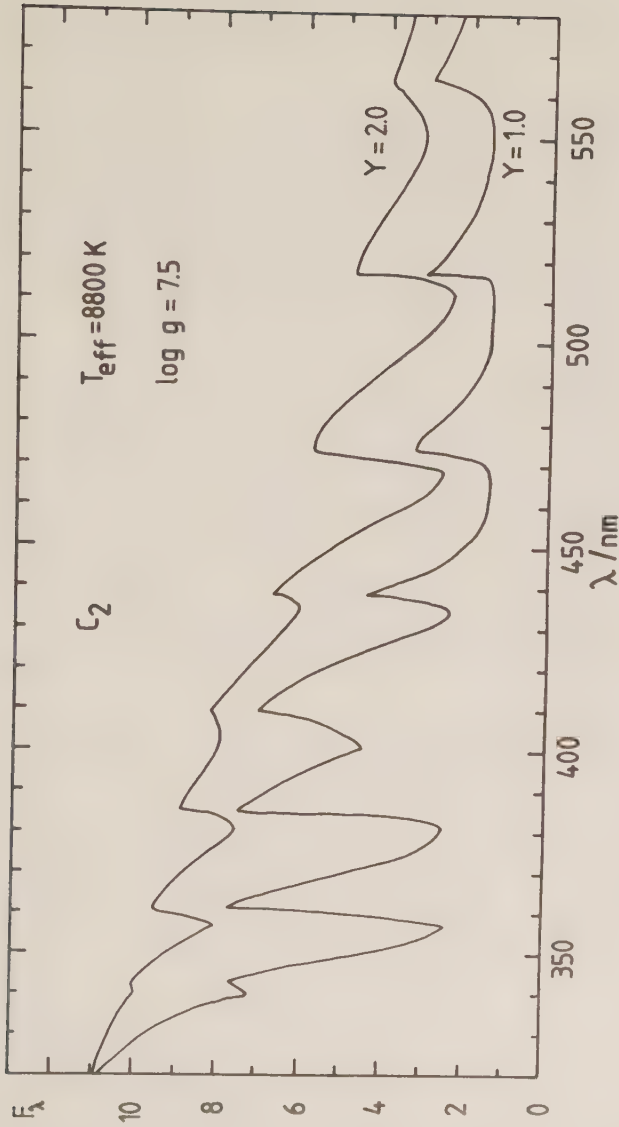


Abb. 15: Synthetisches Spektrum des C_2 -Moleküls, $T_{\text{eff}}=8800 \text{ K}$.
Siehe Text.

Bande ist mit rund 75 % Einsenkung äußerst stark. Eine Reduktion auf $C/O=30$ ($Y=2.0$) führt zu einer kräftigen Swan-Bande; die Deslandres-Bande sollte ebenfalls zu beobachten sein.

Geht man zu etwas höherer Temperatur über (9000 K, Abbildung 16), so macht sich bemerkbar, daß die Deslandres-Bande aus einem höher angeregten Niveau entsteht als die Swan-Bande, das jetzt stärker besetzt wird. Ein Verhältnis $C/O=10$ ($Y=2.0$) verursacht bereits eine mit mehr als 30 % Absorption gut ausgeprägte Deslandres-Bande.

Bei $T_{\text{eff}}=10000$ K, der höchsten hier verwendeten Temperatur, zeigt die mit rund 6 eV relativ niedrige Dissoziationsenergie des C_2 -Moleküls gegenüber den 11 eV des CO deutlich ihren Einfluß: Die Bildung von CO ist jetzt stark bevorzugt (Bues 1973). Bei gleicher Häufigkeit von C und O ($C/O=1$, $Y=2.0$ in Abbildung 17) sind die C_2 -Banden so gut wie unsichtbar, da praktisch der gesamte Kohlenstoff in CO gebunden vorliegt und kaum C_2 existiert. Erst eine Erhöhung des Kohlenstoffgehalts auf $C/O=4$ bei $He/C=1000$ ($Y=1.0$) ergibt wieder merkliche Absorption beider C_2 -Banden.

Fassen wir die bisherigen Ergebnisse unserer Rechnungen kurz zusammen, so können wir feststellen, daß für das Auftreten der C_2 -Banden der Kohlenstoff mindestens so häufig sein muß wie der Sauerstoff ($C/O \geq 1$). Andererseits liefern wesentlich höhere Verhältnisse ($C/O > 30$) unrealistisch starke Absorption. Der Bereich möglicher C/O -Werte ist somit auf nur etwa eine Zehnerpotenz eingeschränkt.

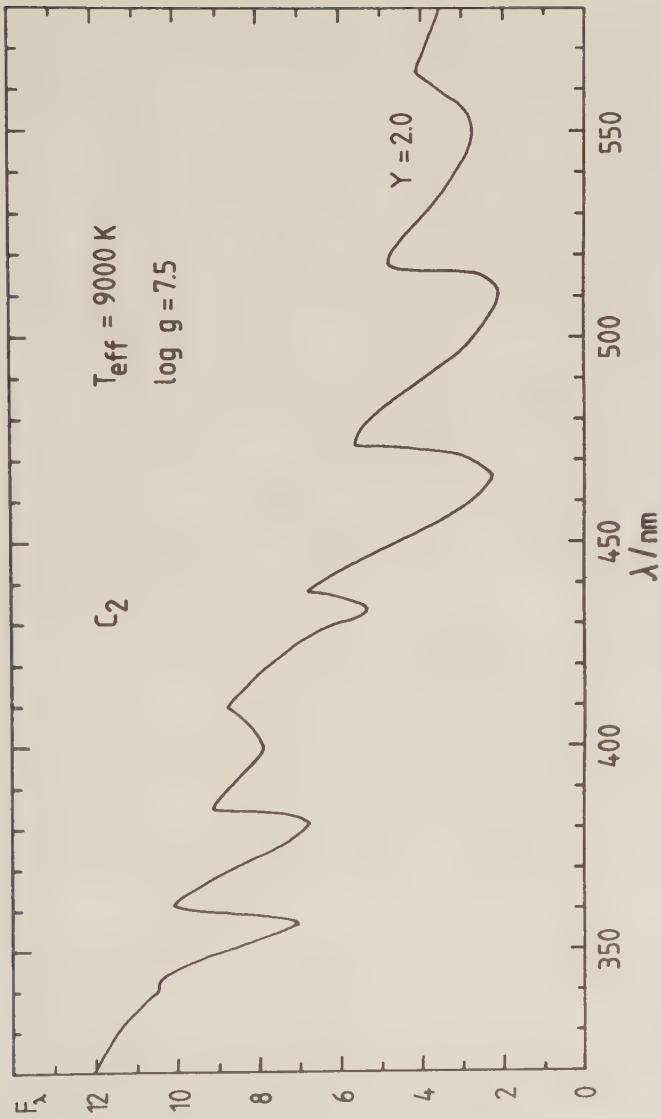


Abb. 16: Synthetisches Spektrum des C_2 -Moleküls, $T_{\text{eff}}=9000 \text{ K}$.
Siehe Text.

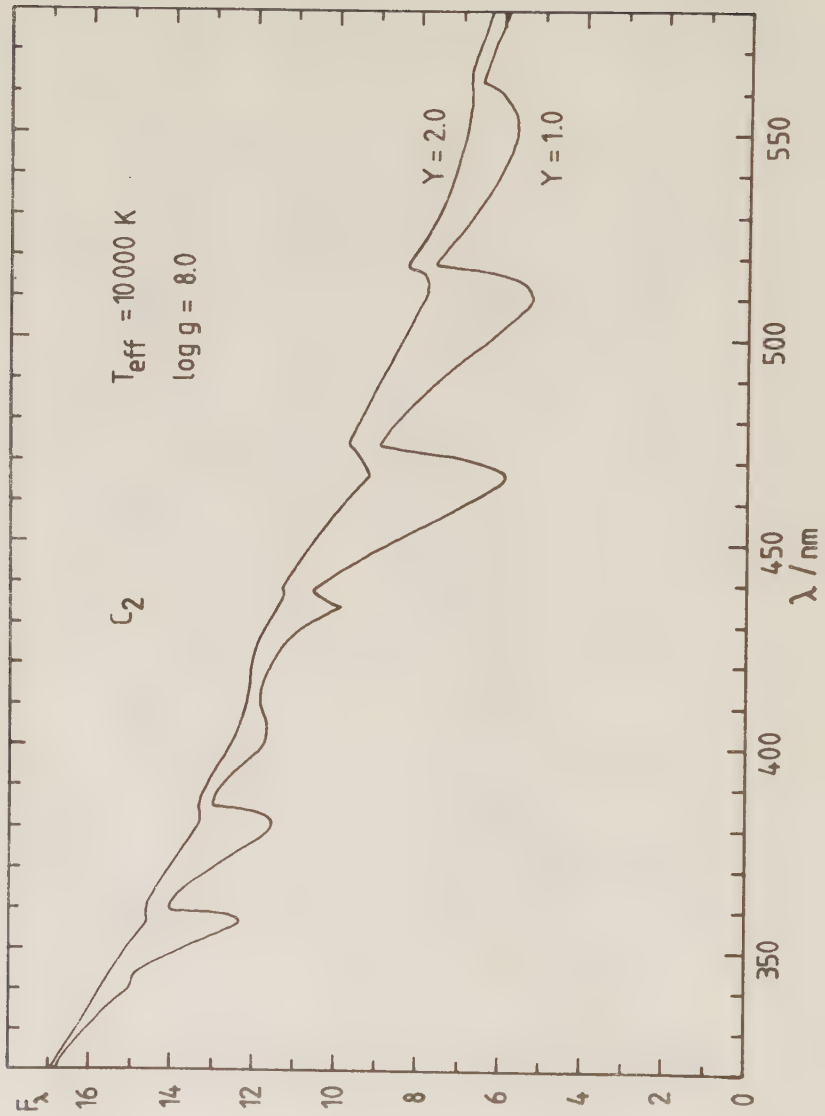


Abb. 17: Synthetisches Spektrum des C_2 -Moleküls, $T_{\text{eff}}=10000 \text{ K}$.
Siehe Text.

III.3.2. Das CH-Spektrum

Das charakteristische G-Band des CH-Moleküls ist bisher nur in einem einzigen Weißen Zwerg bekannt, in G 99-37 = EG 248 (Abbildung 18). Da das Spektrum dieses Sterns keinerlei Spuren von Balmerlinien aufweist und seine Temperatur nach Grenfell (1974) rund 6000 K beträgt, kann seine Atmosphäre nur heliumreich sein. Andererseits muß der Wasserstoffgehalt relativ hoch sein, um überhaupt die Bildung von CH in einer Menge zu erlauben, die zum Erscheinen im Spektrum führt.

Wir berechnen deshalb das Spektrum des G-Bandes zunächst mit einem relativ wasserstoffreichen Modell von 6000 K, $\text{He}/\text{H}=1000$, $\text{He}/\text{C}=300$ (vergleiche Tabelle 8). Eine Beschränkung in der C-Häufigkeit erlegt jedoch die Tatsache auf, daß gleichzeitig mit dem G-Band eine kräftige Swan-Bande beobachtet wird. Wir müssen also zur Kontrolle auch die Swan-Bande berechnen.

Das G-Band erscheint bei den genannten Häufigkeiten in vernünftiger Intensität ($Y=0.0$ in Abbildung 19) und verschwindet bereits bei einer Reduktion um einen Faktor 10 ($Y=1.0$). Die Swan-Bande ist bei den Ausgangshäufigkeiten des Modells jedoch völlig gesättigt. Wie aus Abbildung 20 ersichtlich, muß der C_2 -Gehalt mindestens um einen Faktor 10^3 ($Y=3.0$) verringert werden, um die Stärke der Swan-Bande weit genug zu reduzieren.

Eine genäherte Berechnung der entsprechenden Dissoziationsgleichgewichte führt dann auf folgendes Bild: Unter der Voraussetzung, daß C_2 in zwei neutrale C-Atome dissoziiert, reduziert eine Verringerung von C um 10 den C_2 -Gehalt um 100 ($Y=2.0$, in Abbildung 20 nicht enthalten). Dies ist im Rahmen des verwendeten Modells noch erlaubt, ohne den CH-Gehalt zu beeinflussen. Eine weitere Reduktion von C würde sich jedoch auch auf die Stärke des G-Bandes auswirken;

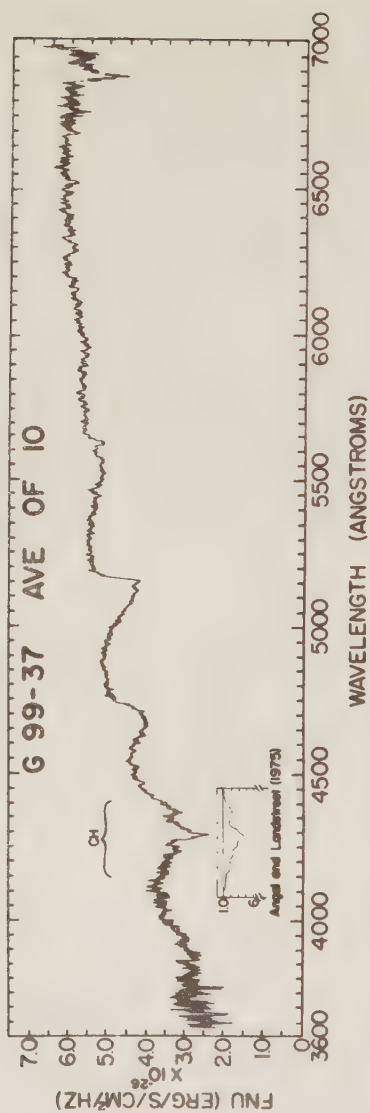


Abb. 18: Spektrum von G 99-37 mit CH-G-Band und C₂-Swan-Bande.
Aus: Liebert, PASP 89, 78 (1977).

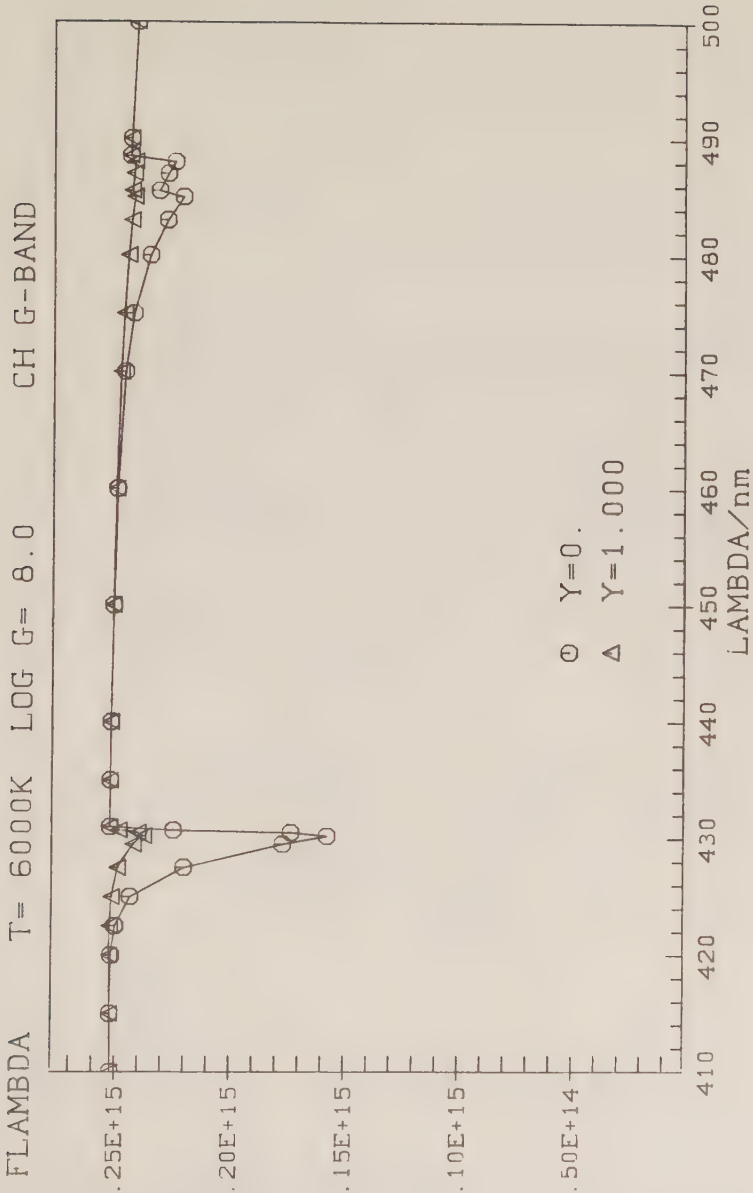


Abb. 19: Synthetisches Spektrum des CH-Moleküls, $T_{\text{eff}}=6000$ K.
Siehe Text.

eine Erhöhung des Wasserstoffgehalts könnte zwar das G-Band erhalten, stünde aber im Widerspruch zur Abwesenheit der Balmerlinien. Da das Modell aber auch einen geringen Anteil Sauerstoff enthält (nach C-Reduktion $C/O \approx 30$), bildet dieser - etwas vermehrt - CO auf Kosten von C_2 , was schließlich auf die nötige Verringerung von C_2 um 10^3 ($Y=3.0$) führt. Für das ursprüngliche Verhältnis $C/H \approx 3$ bedeutet dies eine Umkehrung auf $H/C \approx 10$, d.h. eine merklich größere Wasserstoff- als Kohlenstoffhäufigkeit.

Ähnliche Überlegungen zeigen auch bei dem 7000 K-Modell die Möglichkeit, gleichzeitig CH- und C_2 -Banden zu erhalten. Die Ausgangshäufigkeiten des Modells (Tabelle 8) ergeben praktisch kein G-Band, da zu wenig Wasserstoff vorhanden ist; dagegen ist die Swan-Bande viel zu stark. Es muß also zunächst der H-Gehalt um rund einen Faktor 10 erhöht werden ($Y=-1.0$, Abbildung 21), womit wieder $He/H=10^3$ wie beim 6000 K-Modell erreicht ist. Eine Verringerung von $C/H \approx 3$ um einen Faktor 30 bewirkt beim C_2 die nötige Reduzierung um 10^3 ($Y=3.0$, Abbildung 13) und auch hier wieder das Umschlagen des C/H-Verhältnisses auf 10 zugunsten des Wasserstoffs.

Der Stern G 99-37 ist nicht nur wegen des G-Bandes in seinem Spektrum bemerkenswert, sondern auch wegen der bei ihm beobachteten polarisierten Strahlung, die auf ein starkes Magnetfeld zurückgeführt wird. Im Abschnitt III.5. wird deshalb der Einfluß eines starken Magnetfeldes auf das CH- und C_2 -Molekül untersucht.

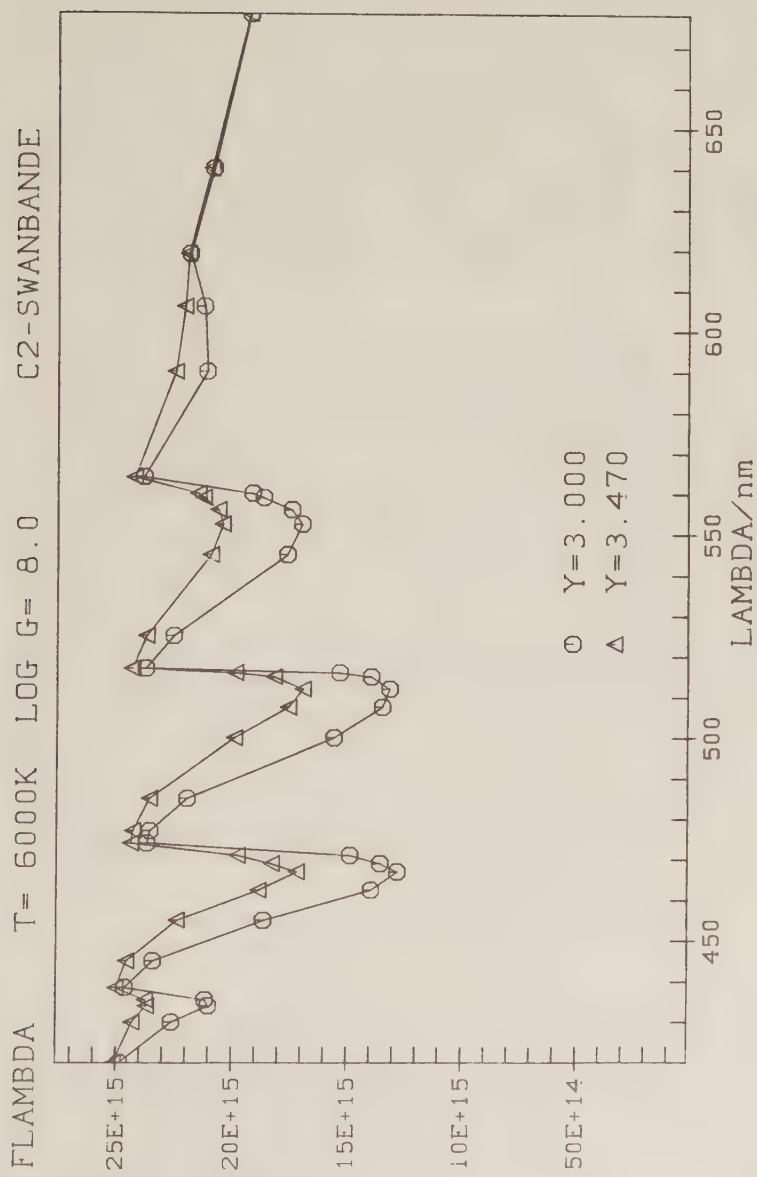


Abb. 20: Synthetisches Spektrum der C₂-Swanbande, T_{eff} = 6000 K.
 Siehe Text.

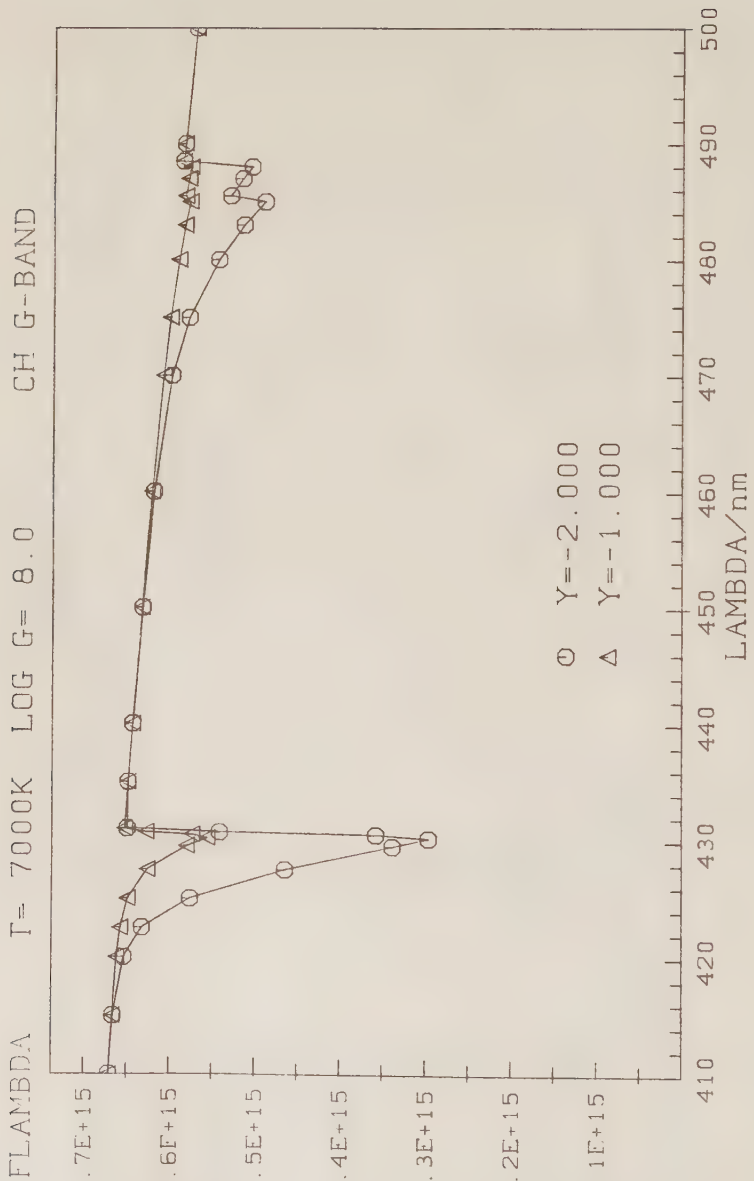


Abb. 21: Synthetisches Spektrum des CH-Moleküls, $T_{\text{eff}}=7000$ K.
Siehe Text.

III.4. Vergleich mit einem beobachteten Spektrum: LP 93-21

Es ist nicht Ziel dieser Untersuchung, eine detaillierte Analyse eines bestimmten Sterns zu liefern. Deshalb wurde auch nicht versucht, das Spektrum dieses Sterns möglichst genau mit Äquivalentbreiten und Bandenprofilen zu reproduzieren. Vielmehr soll gezeigt werden, wie mittels der berechneten synthetischen Spektren eine quantitative Abschätzung von Temperatur und chemischer Zusammensetzung vorgenommen werden kann.

Als Beobachtungsmaterial stehen ein unveröffentlichtes Spektrum von J. Liebert von 1977 (Abbildung 22) und ein Spektrum von Greenstein et al. (1977) zur Verfügung. Lieberts Spektrum umfaßt den Bereich von 320 bis 520 nm und damit die gesamte C₂-Deslandres- und einen Großteil der Swan-Bande. Greensteins Spektrum reicht von 385 bis 520 nm und enthält deshalb nur einen kleinen Teil der Deslandres-Bande.

Aus der Existenz der Deslandres-Bande kann man zunächst auf eine Temperatur von mehr als 7000 K, wahrscheinlich aber mehr als 8000 K schließen. Verwenden wir für den weiteren Vergleich das Liebert'sche Spektrum und vergleichen wir die Tiefe der Absorptionen in den Banden mit dem 9000 K-Modell (Abbildung 16), so stellen wir bereits eine recht gute Übereinstimmung fest (Tabelle 19).

Tabelle 19: Vergleich der Einsenkungen bei LP 93-21 und dem 9000 K-Modell, Y=2 (in %)

	LP 93-21	Modell 9000 K
Deslandres 360 nm	33	35
400 nm	11	11
Swan 435 nm	24	28
467 nm	49	65
510 nm	>40	60

Dabei ist zu bedenken, daß wegen des stark verrauschten Sternspektrums die Lage des Kontinuums nur sehr ungenau festzulegen ist und sich außerdem die 510 nm-Kante am Rand des erfaßten Bereichs befindet.

Für das synthetische Spektrum sind die Häufigkeiten $C/O=10$, $He/H=10^5$. Demnach besitzt LP 93-21 eine relativ kohlenstoffreiche Heliumatmosphäre mit sehr geringem Wasserstoffgehalt. Dieses auf einfache Weise gewonnene Ergebnis deckt sich gut mit dem von Bues (1978) aus detaillierten Modellrechnungen erhaltenen.

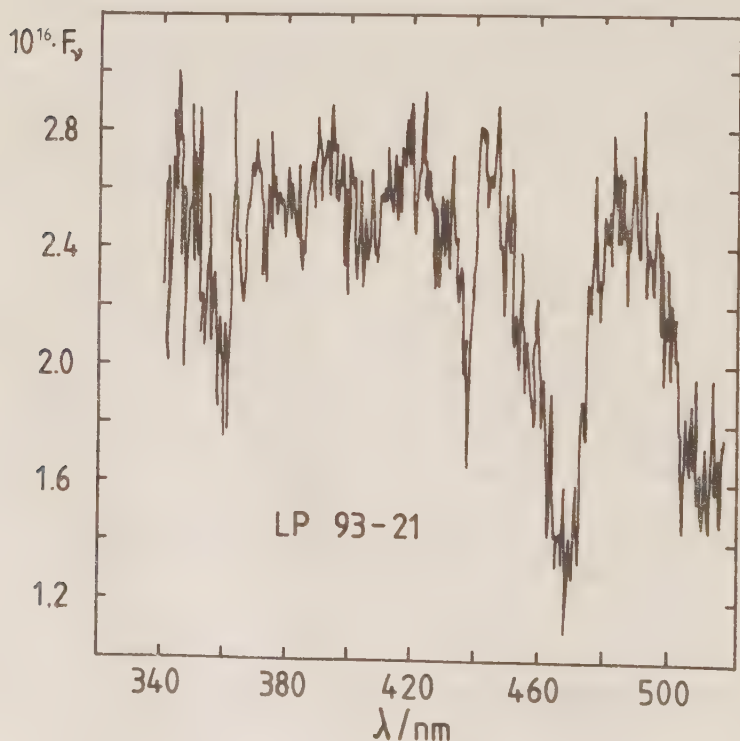


Abb. 22: Spektrum von LP 93-21 (Liebert 1977, private Mitteilung)

III.5. Einfluß eines starken Magnetfeldes auf das

Molekülspektrum

Angel et al. (1981) haben gezeigt, daß etwa 3 - 5 % aller Weißen Zwergsterne ein beobachtbares Magnetfeld besitzen. Darunter befindet sich auch eine Reihe von Sternen im mittleren Temperaturbereich, die teils identifizierte (H , C_2 , CH), teils bisher nicht identifizierte Spektren zeigen. Da in jüngster Zeit bei der Deutung der Beobachtungen entscheidende Fortschritte durch konsequente Anwendung der Theorie des Quadratischen Zeemaneffekts auf Atomspektren erzielt wurden (Varvatis 1982), soll hier seine Auswirkung auf zweiatomige Moleküle, speziell C_2 und CH untersucht werden.

III.5.1. Zeemaneffekt in zweiatomigen Molekülen

Der Drehimpuls $\underline{J}$ eines atomaren oder molekularen Systems kann bei Anwesenheit eines äußeren magnetischen Feldes $\underline{B}$ nur bestimmte Orientierungen einnehmen (Richtungsquantelung); die Drehimpulskomponente in Feldrichtung beträgt $Mh/2\pi$ mit $M=J, \dots, -J$. Besitzt das System selbst ein magnetisches Moment $\underline{\mu}$, so präzessiert dieses um die Feldrichtung. Das System kann elektrische Dipolstrahlung aussenden unter Einhaltung der Auswahlregel $\Delta M=0, \pm 1$ mit $M=0 \nrightarrow M=0$ für $\Delta J=0$. Bei Beobachtung senkrecht zum Feld ist die Strahlung $\Delta M=0$ parallel zum Feld polarisiert, $\Delta M=\pm 1$ senkrecht dazu.

Durch das $\underline{B}$ -Feld ändert sich die Energie des Systems, so daß seinem Hamiltonoperator H_0 ein magnetischer Term H_m hinzugefügt werden muß (Landau und Lifschitz 1965):

$$H = H_0 + H_m \text{ mit}$$

$$H_m = H_I + H_{II} = \frac{e}{2mc} \cdot (\underline{A} + 2\underline{S})\underline{B} + \frac{e^2}{8mc^2} \cdot \sum_a (\underline{B} \times \underline{r}_a)^2 \quad (\text{III}, 12)$$

Die Summation erstreckt sich über alle Elektronen a des Systems. Für die Berechnung der einzelnen Terme ist es wichtig zu wissen, wie Bahndrehimpuls $\underline{A}$ und Spin $\underline{S}$ der Elektronen bei einem zweiatomigen Molekül gekoppelt sind. Die am häufigsten vorkommenden Kopplungen sind die Hund-schen Fälle (a) und (b) (Herzberg 1950):

- (a) Die Elektronenbewegung ($\underline{S}$ und $\underline{A}$) ist stark an die Achse des Moleküls gekoppelt.
- (b) Der Elektronenspin $\underline{S}$ ist statt an die Molekülachse an die Rotationsachse gekoppelt; es bilden sich die Resultierenden $\underline{K} = \underline{A} + \underline{N}$ aus Bahndrehimpuls der Elektronen und Rotation des Moleküls, sowie $\underline{J} = \underline{K} + \underline{S}$, mit $K=A; A+1, \dots$ und $J=(K+S), (K+S-1), \dots, |K-S|$.

Da alle an den hier betrachteten Bandensystemen beteiligten Elektronenniveaus in sehr guter Näherung durch den Fall (b) beschrieben werden, beschränken sich die folgenden Überlegungen ebenfalls auf diesen.

Zur Berechnung zunächst des linearen Zeemaneffekts benötigen wir das mittlere magnetische Moment $\bar{\mu}_B$ des Moleküls in Feldrichtung, die wir als z-Richtung definieren. μ_0 ist das Bohrsche Magneton.

$$\bar{\mu} = \mu_A + \mu_S = A\mu_0 + 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_0$$

$$\bar{\mu}_B = A\mu_0 \cdot \cos(\underline{A}, \underline{K}) \cdot \cos(\underline{K}, \underline{B}) + \sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_0 \cdot \cos(\underline{S}, \underline{B})$$

$$= \frac{A^2 \mu_0}{\sqrt{K(K+1)}} \cdot \cos(\underline{K}, \underline{B}) + 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_0 \cdot \cos(\underline{S}, \underline{B})$$

$$\bar{\mu}_B = \frac{A^2 M_K}{K(K+1)} \cdot \mu_0 + 2M_S \cdot \mu_0 \quad (\text{III}, 13)$$

wegen $\cos(\underline{A}, \underline{K}) = A/\sqrt{K(K+1)}$; $\cos(\underline{K}, \underline{B}) = M_K/\sqrt{K(K+1)}$ und $\cos(\underline{S}, \underline{B}) = M_S/\sqrt{S(S+1)}$. Dabei ist von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß im strengen Fall (b) oder in einem starken Magnetfeld $\underline{K}$ und $\underline{S}$ völlig entkoppelt sind und einzeln der

Richtungsquantelung mit den Projektionen M_k und M_s unterliegen, entsprechend dem Paschen-Back-Effekt in der Atomhülle.

Da der erste Term in (III,13) mit wachsendem K klein wird, bestimmt im wesentlichen der zweite die Art und Größe der Niveaueaufspaltung. Die Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung sind $\Delta M_s=0$, $\Delta M_k=0, \pm 1$ mit $M_k=0 \nrightarrow M_k=0$ bei $\Delta K=0$.

Für die Berechnung der Termverschiebung durch den quadratischen Zeemaneffekt müssen einige vereinfachende Annahmen gemacht werden. Wir setzen die Energieänderung ΔE in erster Näherung Störungsrechnung gleich ihrem Mittelwert

$$\Delta E = \langle \Psi | H_{II} | \Psi \rangle = \frac{e^2 B^2}{8mc^2} \cdot \int_a \langle \Psi | r_a^2 \cdot \sin^2 \theta | \Psi \rangle \quad (\text{III,14})$$

und spalten $\Psi = R \cdot \Phi$ in Radial- und Winkelteil auf:

$$\Delta E = \frac{e^2 B^2}{8mc^2} \cdot \langle R | r^2 | R \rangle \cdot \langle \Phi | \sin^2 \theta | \Phi \rangle.$$

Nehmen wir zur Vereinfachung sphärische Symmetrie an und setzen R als Wasserstoffwellenfunktion $R_{\hat{n}\Lambda}$ an, so erhalten wir für die gesuchte Verschiebung

$$\Delta E = \frac{e^2 B^2}{8mc^2} \left\{ \frac{\hat{n}^2 a_0^2}{2Z_a^2} \cdot [5\hat{n}^2 + 1 - 3\Lambda(\Lambda + 1)] \right\} \cdot \frac{2}{3} \quad (\text{III,15})$$

Dabei ist $\hat{n} = Z_a \sqrt{1097377/(T_\infty - T)}$ die effektive Hauptquantenzahl nach Oertel und Shomo (1968), Z_a die effektive Ladung, T_∞ die Dissoziationsenergie des elektronischen Niveaus, T die Termenergie (beide in cm^{-1}) und a_0 der Bohr'sche Radius.

III.5.2. Das C_2 -Molekül; LP 790-29

Die Anwendung der eben entwickelten Theorie des Zeeman-effekts auf das C_2 -Molekül liefert gemäß (III,13) eine dem B-Feld proportionale Aufspaltung der Energieniveaus, während (III,15) eine in B quadratische Verschiebung zu höheren Energien bewirkt. Da diese Verschiebung für die beiden an dem Übergang beteiligten Niveaus unterschiedlich stark ist, resultiert daraus eine Verschiebung der π -Komponente des Zeeman-Tripletts ($\Delta M_k=0$). Der Abstand der $\sigma^\pm$ -Komponenten ($\Delta M_k=\pm 1$) von der π -Komponente ist durch den linearen Effekt gegeben. In Tabelle 20 ist für drei Werte der B-Feldstärke die Verschiebung ΔE_{II} der Niveaus des $(v',v'')=(0,0)$ -Übergangs durch den quadratischen Effekt berechnet sowie die daraus resultierende Verlagerung der π -Komponente ($\Delta\omega_{II}$) und die neuen Wellenlängen λ_π und $\lambda_{\sigma^\pm}$.

Tabelle 20: C_2 -Molekül im starken B-Feld
(0,0)-Übergang der Swan-Bande, $\lambda_0=516.6$ nm
Energien in cm^{-1} , Wellenlängen in nm, B in T

B	800	1000	20000
$\Delta E'_{II}$	3.33	5.20	2069.7
$\Delta E''_{II}$	0.96	1.49	597.6
$\Delta\omega_{II}$	2.37	3.71	1472.1
λ_π	516.6	516.6	480.1
$\lambda_{\sigma+}$	521.7	522.9	618.9
$\lambda_{\sigma-}$	511.7	510.4	392.2

Der Weiße Zwerg LP 790-29 erlaubt eine Überprüfung dieser Berechnungen. Er zeigt stark zirkular polarisierte Strahlung und in seinem Spektrum (Abbildung 23) Strukturen, die sich unter der Annahme eines starken Magnetfeldes deuten lassen (Liebert et al. 1978). Die ausgeprägteste

Absorption in diesem Spektrum ist mit rund 190 nm extrem ausgedehnt und bei 87 nm Äquivalentbreite bis zu 75 % tief. Liebert et al. schlagen als Erklärung die durch den quadratischen Zeemaneffekt um im Mittel 750 cm^{-1} verschobene Swan-Bande vor. Nimmt man an, daß es sich bei den beobachteten Strukturen um die π -Komponenten handelt, so ergibt sich aus unserem Magnetfeldmodell, daß die Verschiebung der Energieniveaus durch den quadratischen Zeemaneffekt (III,15) bei einer Feldstärke von 16000 T gerade die beobachtete Frequenzänderung ergibt.

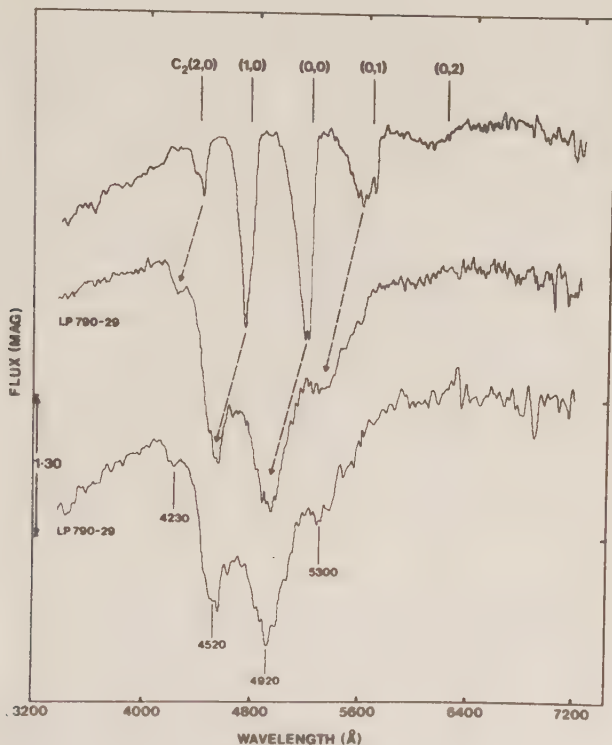


Abb. 23: Spektrum von LP 790-29 (mitte und unten) im Vergleich zu BPM 27606 (oben). Aus: Wickramasinghe und Bessel (1979).

Probleme ergeben sich jedoch, da die $\sigma^{\pm}$ -Komponenten nicht bei den vorausgesagten Wellenlängen beobachtet werden und damit auch der Verlauf der Polarisierung nicht reproduziert werden kann. Möglicherweise verändern sich die relativen Intensitätsverhältnisse der Zeemankomponenten (Tabelle 21) unter den gegebenen Umständen so zugunsten der π -Komponente, daß die $\sigma^{\pm}$ -Komponenten nicht mehr beobachtet werden.

III.5.3. Das CH-Molekül; G 99-37

Der Stern G 99-37 = EG 248 gehört zu den ersten Weißen Zwergen, deren Strahlung als polarisiert beobachtet wurde (Landstreet und Angel 1971). Dabei handelte es sich um die Zirkularpolarisation des Kontinuums (Lamb und Sutherland 1974). Angel und Landstreet (1974) entdeckten dann bei der Position des CH-G-Bandes starke zirkuläre Polarisation von +4 % und -3 %. Sie führen diese auf eine Feldstärke von 360 ± 50 T zurück.

Wir wollen versuchen, mit unserem Modell die Wirkung des Magnetfeldes auf das CH-Spektrum zu beschreiben. Da sowohl die Swan-Bande als auch das G-Band sehr nahe bei ihren Laborwellenlängen beobachtet werden (Abbildung 18), kann der quadratische Zeemaneffekt keine große Rolle spielen, das B-Feld folglich nicht sehr groß sein. Berechnen wir nach den Gleichungen (III,13) und (III,15) die Aufspaltung und Verschiebung der beteiligten Niveaus und bestimmen die Lage der nach den Auswahlregeln erlaubten Übergänge, so erhalten wir statt der in Tabelle 17 angegebenen 15 neue, deren f-Werte über die relativen Intensitäten der Zeemankomponenten (Tabelle 21) bestimmt werden. Mit diesen Übergängen wird unter der Annahme, daß die Voraussetzungen für die Anwendung des Modells der verschmierten Linien noch erfüllt sind, wie in III.1.2 und III.1.3 beschrieben, ein synthetisches Spektrum des G-Bandes berechnet.

Tabelle 21: Relative Intensitäten der Zeemankomponenten bei transversaler Beobachtung (Sobelman 1979)

Übergang	$I_{\pi}(M_k \rightarrow M_k)$	$I_{\sigma}(M_k \rightarrow M_k - 1)$	$I_{\sigma}(M_k \rightarrow M_k + 1)$
$K \rightarrow K$	M_k^2	$\frac{1}{4}(K+M_k)(K+1-M_k)$	$\frac{1}{4}(K-M_k)(K+1+M_k)$
$K \rightarrow K-1$	$K^2 - M_k^2$	$\frac{1}{4}(K+M_k)(K-1+M_k)$	$\frac{1}{4}(K-M_k)(K-1-M_k)$
$K \rightarrow K+1$	$(K+1)^2 - M_k^2$	$\frac{1}{4}(K+1-M_k)(K-M_k+2)$	$\frac{1}{4}(K+1+M_k)(K+M_k+2)$

Eine Feldstärke von 800 T liefert eine π -Komponente, die um 5 nm zum Blauen verschoben ist und -1 bzw. +4 nm daneben die $\sigma^{\pm}$ -Komponenten (Abbildung 24 oben). Diese $\sigma^{\pm}$ -Komponenten sind dann mit etwa +6 % und -4 % zirkular polarisiert (Abbildung 24 unten). Ein Vergleich mit Beobachtungen von Angel (1977) zeigt, daß die quadratische Verschiebung etwas zu groß und die Polarisation praktisch richtig vorhergesagt wird (Abbildung 25).

Angeichts der in der angewandten Theorie enthaltenen Vereinfachungen über die Auswirkungen des Magnetfeldes ist die Übereinstimmung mit der Beobachtung recht gut.

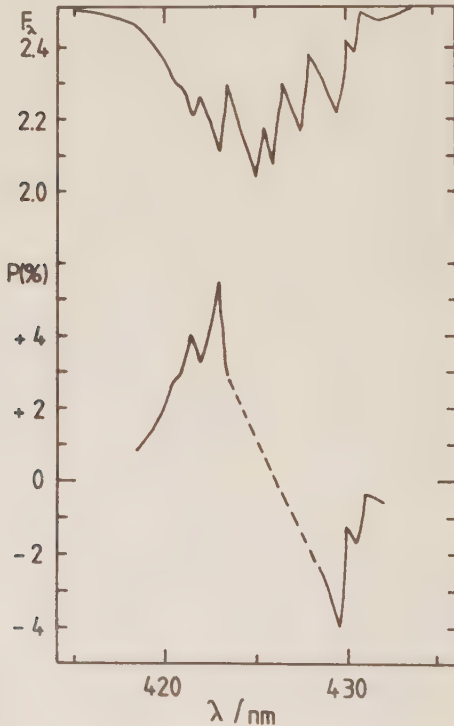


Abb. 24: Berechneter Verlauf von Spektrum (oben) und Polarisation (unten) des CH-G-Bandes bei $B=800$ T.

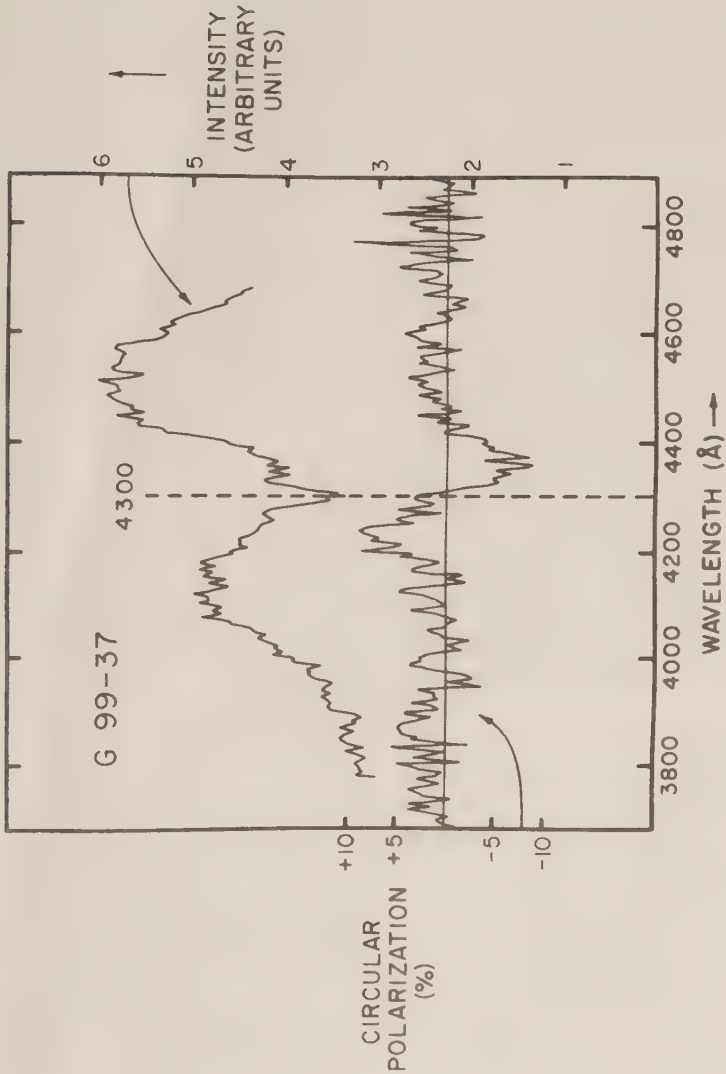


Abb. 25: Beobachteter Verlauf von Spektrum und Polarisation bei G 99-37. Aus: Angel (1977).

IV. DISKUSSION

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Problemkreise der intermediären Weißen Zwergsterne behandelt: Die strittige Leuchtkraftfunktion und die Frage der chemischen Atmosphärenzusammensetzung.

Da die Suche nach kühlen Weißen Zwergen unter Kandidaten hoher Eigenbewegung sehr wenig Erfolg brachte (Liebert 1979), wurden Beobachtungen von Sternen geringer Eigenbewegung durchgeführt. Der Erfolg dieses Vorgehens sollte trotz der sehr großen Zahl infrage kommender Sterne eine Anregung sein, die Suche auf diese Weise fortzusetzen, um die erforderliche Vollständigkeit bei einigen abgegrenzten Gebieten zu erreichen. Diese Aufgabe ist auch mit relativ kleinen Teleskopen zu meistern. Für die Ausdehnung der Suche auf das Intervall $15^m < V < 17^m$, in dem die Weißen Zwerge extrem geringer Helligkeit zu finden sein müßten (Liebert et al. 1979), wäre dann allerdings die Verwendung größerer Instrumente nötig. Der Einsatz von Spektrografen könnte durch die fotometrische Vorauswahl auf wenige Kandidaten beschränkt werden.

Für die Bestimmung absoluter Helligkeiten haben sich verschiedene Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen als gut geeignet erwiesen, da sie sehr konsistente Ergebnisse liefern. Diese Methode kann zwar wegen der gemittelten Kalibrationskurven für den einzelnen Stern präzise Parallaxenmessungen nicht ersetzen, für statistische Zwecke dürfte jedoch in den meisten Fällen die Genauigkeit ausreichen. Im mittleren Temperaturbereich scheint der Verlauf der Farbe-Leuchtkraft-Beziehungen gesichert; für extrem heiße Weiße Zwerge ist allerdings die Situation noch wenig befriedigend. Ob sich für extrem kühle Objekte ebenfalls entsprechende Beziehungen aufstellen lassen, ist wegen möglichen starken blanketings (Liebert et al. 1979a) ebenso unsicher wie z.B. bei C_2 -Sternen mit starken Banden.

Die Berechnung synthetischer Spektren des C_2 -Moleküls im Optischen ergab für kohlenstoffreiche Atmosphären nur einen relativ geringen Bereich des C/O-Verhältnisses, in dem C_2 -Banden sichtbar sind. Dieser Bereich umfaßt etwa eine Zehnerpotenz ($1 < C/O < 30$), da bei einem größeren Verhältnis die Banden unrealistisch stark werden, bei einem kleineren aber wegen der bevorzugten Bildung von CO kaum mehr C_2 vorliegt.

Zwar finden auch Koester et al. (1982) ähnliche Werte, doch sind die Ergebnisse nur bedingt vergleichbar, da diese Autoren Atmosphärenmodelle mit wesentlich geringerem Kohlenstoffgehalt bevorzugen (bis $He/C=10^6$). Auch Fontaine et al. (1983) kommen auf He/C-Werte dieser Größenordnung, indem sie die Verunreinigung der Heliumatmosphäre durch den Kohlenstoffkern des Weißen Zwerges bestimmen. In beiden Fällen ist jedoch auch der Sauerstoffgehalt sehr niedrig angesetzt, was aber durch Beobachtungen nicht sicher erwiesen ist.

Um den Sauerstoffgehalt direkter als bisher zu gewinnen sollten die hier durchgeführten Berechnungen auf CO-Banden ausgedehnt werden, z.B. die "4. positive" und die Cameron-Bande, die im UV und im Sichtbaren durch verbesserte Beobachtungen nachgewiesen werden könnten.

Eng verknüpft mit der Frage der chemischen Häufigkeiten sind auch die beobachteten Magnetfelder. Diese beeinflussen Diffusionsvorgänge so, daß sich anomale Atmosphärenzusammensetzungen herausbilden können (Michaud und Fontaine 1982). Das CH-Molekül ist z. B. nur in dem magnetischen Stern G 99-37 mit Sicherheit nachgewiesen. Deshalb sollten die unidentifizierten Spektren magnetischer Weißer Zwergsterne auch auf weitere "unkonventionelle" Moleküle untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- Allen, C.W.: 1973, *Astrophysical Quantities*, 3rd edition,
The Athlone Press, London
- Angel, J.R.P.: 1977, *ApJ* 216, 1
- Angel, J.R.P.: 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 16, 487
- Angel, J.R.P., Landstreet, J.D.: 1974, *ApJ* 191, 457
- Angel, J.R.P., Borra, E.F., Landstreet, J.D.: 1981, *ApJ Suppl.*
45, 457
- Bessell, M.S., Wickramasinghe, D.T.: 1978, *MNRAS* 182, 275
- Botterud, I., Lofthus, A., Veseth, L.: 1973, *Physica Scripta*
8, 218
- Bues, I.: 1970, *Astron. Astrophys.* 7, 91
- Bues, I.: 1973, *Astron. Astrophys.* 28, 181
- Bues, I.: 1978, *Mitt. Astron. Ges.* 45, 115
- Burrell, J.F., Mould, J.R.: 1973, *PASP* 85, 627
- Chavira, E.: 1958, *Bol. Obs. Ton. y Tac.* 2, 15
- Cooper, D.M., Nicholls, R.W.: 1975, *JQSRT* 15, 139
- Cousins, A.W.J.: 1973, *Mem. RAS* 81, 25
- Crawford, D.L., Barnes, J.V.: 1970, *AJ* 75, 978
- CSIRO Staff: 1969, *Austral. J. Phys. Ap. Suppl.* No 7 et seq.
- Dahn, C.C., Harrington, R.S., Riepe, B.Y., Christy, J.W., Guetter,
H.H., Kallarakal, V.V., Miranian, M., Walker, R.L.,
Vrba, F.J., Hewitt, A.V., Durham, W.S., Ables, H.D.:
1982, *AJ* 87, 419
- Danylewych, L.L., Nicholls, R.W.: 1974, *Proc. R. Soc. Ser. A*
339, 197
- Eggen, O.J.: 1968, *ApJ* 153, 195
- Eggen, O.J.: 1969a, *ApJ Suppl.* 19, 31
- Eggen, O.J.: 1969b, *ApJ Suppl.* 19, 57
- Eggen, O.J.: 1970, *ApJ* 159, 945
- Eggen, O.J.: 1979, *ApJ Suppl.* 39, 89
- Eggen, O.J.: 1980, *ApJ Suppl.* 43, 457
- Eggen, O.J.: 1983, *ApJ Suppl.* 51, 183
- Eggen, O.J., Greenstein, J.L.: 1965, *ApJ* 142, 925
- Eggen, O.J., Bessell, M.S.: 1978, *ApJ* 226, 411
- Fontaine, G., Villeneuve, B., Wesemael, F., Wegner, G.: 1983, preprint
- Freitag, B.: 1983, *Dissertation Erlangen*

- van Genderen, A.M.: 1973, IBVS 815
- Giclas, H.J., Burnham, R., Thomas, N.G.: 1965, Lowell Obs Bull 125
- Giclas, H.J., Burnham, R., Thomas, N.G.: 1967, Lowell Obs Bull 141
- Giclas, H.J., Burnham, R., Thomas, N.G.: 1978, Lowell Obs Bull 164
- Giclas, H.J., Burnham, R., Thomas, N.G.: 1980, Lowell Obs Bull 166
- Golden, S.A.: 1967, JQSRT 7, 225
- Graham, J.: 1972, AJ 77, 144
- Green, R.F.: 1980, ApJ 238, 685
- Greenstein, J.L.: 1960, in: Stars and Stellar Systems VI,
ed. J.L. Greenstein, Univ. of Chicago Press, p 692
- Greenstein, J.L.: 1969, ApJ 158, 281
- Greenstein, J.L.: 1976, AJ 81, 323
- Greenstein, J.L.: 1979a, ApJ 227, 244
- Greenstein, J.L.: 1979b, ApJ 233, 239
- Greenstein, J.L.: 1980, ApJ 242, 738
- Greenstein, J.L., Sargent, A.I.: 1974, ApJ Suppl. 28, 157
- Greenstein, J.L., Oke, J.B., Richstone, D., van Altena, W.F.,
Steppe, H.: 1977, ApJ Lett. 218, L21
- Grenfell, T.C.: 1974, Astron. Astrophys. 31, 303
- Grønbech, B., Olsen, E.H.: 1976, Astron. Astrophys. Suppl. 25, 213
- Haro, G., Chavira, E.: 1960, Bol. Obs. Ton. y Tac. no 19, 11
- Harrington, R.S., Dahn, C.C.: 1980, AJ 85, 454
- Herbig, G.: 1965, in: 1st conference on faint blue stars,
ed. W.J. Luyten, Minneapolis, p 100
- Herzberg, G.: 1950, Molecular Spectra and Molecular Structure.
I. Spectra of Diatomic Molecules 2nd ed. New York
Van Nostrand Reinhold
- Hewitt, A., Burbidge, G.: 1980, ApJ Suppl. 43, 57
- Ianna, P.A., Rhode, J.R., Newell, E.B.: 1982, ApJ Lett. 259, L71
- Jaidee, S., Lyngå, G.: 1969, Ark. Astron. 5, 345
- Kilkenny, D., Hill, P.W.: 1975, MNRAS 173, 625
- Kilkenny, D., Hill, P.W., Brown, A.: 1977, MNRAS 178, 123
- Koester, D., Schulz, H., Weidemann, V.: 1979a, Astron. Astrophys.
76, 262
- Koester, D., Liebert, J., Hege, E.K.: 1979b, Astron. Astrophys.
71, 163
- Koester, D., Weidemann, V., Zeidler-K.T., E.M.: 1982, Astron.
Astrophys. 116, 147

- Krautter, J., Klare, G., Wolf, B., Wargau, W., Drechsel, H., Rahe, J.,
Vogt, N.: 1981, *Astro. Astrophys.* 98, 27
- Krupp, B.M.: 1974, *ApJ* 189, 389
- Lamb, F.K., Sutherland, P.G.: 1974. in: *IAU Symp.* 53, ed. C.J.
Hansen, p 265
- Landau, L.D., Lifschitz, E.M.: 1965, *Lehrbuch Theoretische
Physik III*, Akademie Verlag Berlin
- Landstreet, J.D., Angel, J.R.P.: 1971, *ApJ Lett.* 165, L67
- Liebert, J.: 1978, *Astron. Astrophys.* 70, 125
- Liebert, J.: 1979, in: *IAU Coll* 53, ed. H.M. van Horn und
V. Weidemann, p 146
- Liebert, J.: 1980, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18, 363
- Liebert, J., Wehrse, R.: 1983, *Astron. Astrophys.* 122, 297
- Liebert, J., Angel, J.R.P., Stockman, H.S., Beaver, E.A.: 1978,
ApJ 225, 181
- Liebert, J., Dahn, C.C., Gresham, M., Strittmatter, P.A.: 1979,
ApJ 233, 226
- Liebert, J., Dahn, C.C., Gresham, M., Hege, E.K., Moore, R.L.,
Romanishin, W., Strittmatter, P.A.: 1979, *ApJ*
229, 196
- Luyten, W.J., Haro, G.: 1959, *PASP* 71, 469
- McCallum, J.C., Jarman, W.R., Nicholls, R.W.: 1970, *GRESS
Spectroscopic Report No 1*, York Univ.
- McCook, G., Sion, E.M.: 1977, *Villanova Univ. Obs. Contr.* No 2
- Meinunger, L.: 1968, *Mitt. Veränd. St. Sonneberg* 4, 198
- Michaud, G., Fontaine, G.: 1982, *ApJ Lett.* 253, L29
- Neckel, T., Chini, R.: 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.* 39, 411
- Oertel, G.K., Shomo, L.P.: 1968, *ApJ Suppl.* 16, 175
- Patterson, J.: 1982, *IAU Circ.* No 3748
- Philip, A.G.D., Stock, J.: 1972, *Bol. Obs. Ton. y Tac.* 6, 201
- Pickering, E.C., Kapteyn, J.C., van Rhijn, P.J.: 1923, *Harvard
Coll. Obs. Ann.* 102
- Pismis, P.: 1972, *Bol. Obs. Ton. y Tac.* 6, 197
- Puetter, R.C., Smith, H.E., Willner, S.P., Pipher, J.L.: 1981,
ApJ 243, 345
- Rosen, B. (ed.): 1970, *Tables internationales de constantes
sélectionnées; 17. Données spectroscopiques
relatives aux molécules diatomiques*; Pergamon

- Shafter, A.W., Szkody, P., Liebert, J., Bond, H.E.: 1983, Bull. AAS 15, 663
- Sobelman, I.I.: 1979, Atomic Spectra and Radiative Transitions, Springer Verlag Berlin, p 193
- Strittmatter, P.A., Williams, R.E.: 1976, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 14, 307
- Tarafdar, S.P., Vardya, M.S.: 1972: ApJ 171, 185
- Tatum, J.B.: 1966, Publ. Dominion Astrophys. Obs. 13, 1
- Varvatis, G.: 1982, Dissertation Erlangen
- Vogt, N., Geisse, H.S., Rojas, S.: 1981, Astron. Astrophys. Suppl. 46, 7
- Warner, B., van Citters, G.W.: 1974, Observatory 94, 116
- Wegner, G.: 1973, MNRAS, 163, 381
- Wegner, G.: 1979, AJ 84, 1384
- Wegner, G.: 1981, ApJ Lett. 245, L27
- Wegner, G.: 1983, ApJ 268, 282
- Wegner, G., Yackovich, F.H.: 1982, AJ 87, 155
- Wesemael, F.: 1981, ApJ Suppl. 45, 177
- Wesemael, F., Auer, L.H., van Horn, H.M., Savedoff, M.P.: 1980, ApJ Suppl. 43, 159
- Wickramasinghe, D.T., Bessell, M.S.: 1979, MNRAS 188, 841

Danksagung

Ich danke Frau Prof. Dr. I. Bues für die Anregung zu dieser Arbeit, ihre gute Betreuung und ihre stetige Bereitschaft zu konstruktivem Gespräch. Auch für die Überlassung fotometrischer und spektroskopischer Beobachtungen bedanke ich mich.

Mein Dank gilt ferner Frau Prof. Dr. W. Seitter und Herrn Dr. W. Wargau für Kontrollbeobachtungen von GD 1662, Herrn U. Hopp für die Suche von GD 1339 in den Parkes-Katalogen und Herrn R. Knigge für die Anfertigung sämtlicher Aufsuchekarten und Fotos.

Der Europäischen Südsternwarte ESO danke ich für die Genehmigung von Beobachtungs- und Auswertungszeit, sowie der Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg für die Möglichkeit, die Berechnung der synthetischen Spektren an der CDC Cyber 173 des RRZE durchzuführen.

Lebenslauf

Am 6. Mai 1954 wurde ich als erstes Kind von Hans Rupprecht, Oberlehrer, und seiner Ehefrau Gisind, geb. Tost in Neumarkt/Oberpfalz geboren.

Von September 1960 bis 1964 besuchte ich die evangelische Volksschule in Neumarkt und von September 1964 bis 1973 im neusprachlichen Zweig das Gymnasium Neumarkt II, an dem ich am 8. Juni 1973 das Abitur ablegte.

Von Juli 1973 bis September 1974 leistete ich den Grundwehrdienst bei der Bundeswehr.

Im Wintersemester 1974/75 begann ich in Erlangen an der Friedrich-Alexander-Universität das Studium der Physik im Diplomstudiengang. 1977 legte ich im Mai das Vordiplom ab und arbeitete im September und Oktober im Forschungslabor Plasmaphysik der Siemens AG in Erlangen als Werkstudent.

An der Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg, Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg fertigte ich bei Prof. Dr. Rahe meine Diplomarbeit "Bestimmung der Periode und Systemparameter des Bedeckungsveränderlichen SV Centauri aus photometrischen Beobachtungen" an und erhielt das Diplom im Juli 1980.

Von August 1980 an arbeitete ich, betreut von Frau Prof. Dr. Bues, ebenfalls an der Dr. Remeis-Sternwarte an meiner Dissertation.

Seit 1982 bin ich verheiratet mit Thea Rupprecht, geb. Schelter. Wir haben einen Sohn Christoph Rupprecht.

Erlangen, 30.9.1983

Gero Rupprecht

Copy-Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30

Tel. 09131-26197